VISIT…

LANZAROTE Caliente.COM

ЗВЕЗДЫ: ИХ РОЖДЕНИЕ, ЖИЗНЬ И СМЕРТЬ

Шкловский И. С.

1984

22.66
Ш66
УДК 523.8

Шкловский И. С.

Звезды: их рождение, жизнь и смерть.— 3-е изд., перераб.— М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1984, 384 с.

Книга посвящена центральной проблеме астрономии — физике звезд. Заключительный этап звездной эволюции представляет особенно большой интерес, так как он имеет прямое отношение к таким интереснейшим объектам современной астрономии, как пульсары, рентгеновские звезды и черные дыры. Проблемы, связанные с этими объектами, пока далеки от решения. Поэтому автор стремился осветить фактическое состояние вопроса, давая лишь общее представление о существующих: теориях и гипотезах. В книге рассматривается также проблема образования звезд.

Книга рассчитана на широкий круг лиц со средним образованием. Специальный интерес она представляет для студентов, лекторов, преподавателей, специалистов в области смежных наук.

©Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы,
1984, с изменениями.

Оглавление

Введение 4

I Звёзды рождаются 11

1 Звезды: основные наблюдательные характеристики 12

2 Общие сведения о межзвёздной среде 24

3 Газово-пылевые комплексы межзвездной среды — колыбель звезд 43

4 Космические мазеры 55

5 Эволюция протозвезд и протозвездных оболочек 69

II Звезды излучают 86

6 Звезда — газовый шар, находящийся в состоянии равновесия 87

7 Как излучают звезды? 93

8 Ядерные источники энергии излучения звезд 102

9 Проблемы нейтринного излучения Солнца 110

10 Как устроены белые карлики? 118

11 Модели звезд 126

12 Эволюция звезд 133

13 Планетарные туманности, белые карлики и красные гиганты 144

14 Эволюция звезд в тесных двойных системах 154

IIIЗвезды взрываются 162

15 Общие сведения о сверхновых звездах 163

16 Остатки вспышек сверхновых — источники рентгеновского и радиоизлучения 171

17 Крабовидная туманность 193

18 Почему взрываются звезды? 209

IV Звезды умирают 220

19 Нейтронные звезды и открытие пульсаров 221

20 Пульсары и туманности — остатки вспышек сверхновых звезд 231

21 Пульсары как источники радиоизлучения 243

22 О теории пульсаров 253

23 Рентгеновские звезды 266

24 Черные дыры и гравитационные волны 290

Предметный указатель 300

Введение

Как хорошо известно, световые волны — это лишь очень малая часть огромного диапазона электромагнитных волн, которые излучаются (и поглощаются) различными космическими объектами. Совершенно очевидно, что, ограничивая себя узкой спектральной областью видимых лучей, астрономы получали только одностороннюю информацию о Вселенной. После второй мировой войны положение коренным образом изменилось — астрономические исследования охватывают теперь всю шкалу электромагнитных волн. Прежде всего — возникла и получила мощное развитие радиоастрономия, которая за последние десятилетия обогатила астрономию рядом открытий первостепенной важности. Сейчас на вооружении радиоастрономии находятся самые большие в мире (размером в сотни метров) антенны и самые чувствительные из всех существующих приемники радиоизлучения. Радиоастрономия в огромной степени раздвинула горизонты космических исследований. Каковы же ее возможности в настоящее время?

Можно утверждать, что возможности наблюдательной астрономии определяются предельным значением потока измеряемого излучения, предельным разрешением по спектру, характеризуемом величиной $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ ($\Delta\nu$, $\Delta\lambda$ — соответственно минимально разрешимые ширины спектральных деталей) и предельным *угловым* разрешением, т. е. возможностью измерить минимальные угловые размеры космических источников или их отдельных деталей. Сравнение оптической и радиоастрономии по всем этим показателям оказывается далеко не в пользу оптической астрономии. В самом деле, даже 5-метровый телескоп на пределе своих возможностей может зарегистрировать звезду или галактику 24-й величины. Это означает, что минимальный обнаружимый поток оптического излучения от космических объектов близок к 10^{-14} эрг/см$^2 \cdot$ с. Между тем возможности гигантских современных радиотелескопов таковы, что они на пределе могут зарегистрировать спектральную плотность потока $\sim 10^{-29}$ Вт/м$^2 \cdot$ Гц. Полагая ширину полосы частот, в которой принимается излучение, $\Delta\nu \sim 300$ МГц, найдем, что минимальный обнаружимый сейчас радиоастрономией поток (в диапазоне волн ~ 10 см) близок к $3 \cdot 10^{-21}$ Вт/м^2 или $3 \cdot 10^{-18}$ эрг/см$^2 \cdot$ с (т. е. примерно в 3 000 раз меньше, чем в оптической астрономии!). Следует, правда, иметь в виду, что в оптической астрономии отношение потоков излучения от самых ярких и самых слабых звезд близко к 10^{10}, в то время как в радиоастрономии самые «сильные» источники посылают к нам поток «всего лишь» в $\sim 10^7$ раз больший, чем самые слабые. Как следствие, количество доступных наблюдениям космических радиоисточников значительно меньше, чем оптических. Все же огромная абсолютная чувствительность современных больших радиотелескопов невольно поражает воображение[1].

Еще более впечатляющи возможности современной радиоастрономии разрешать по частоте отдельные детали спектра. Так, например, в профилях радиолиний источников космического мазерного излучения на волне 18 см (молекула OH) легко разрешаются детали, спектральная ширина которых меньше 1 кГц. Следовательно, спектральное раз-

[1]Суммарную энергию, «выловленную» всеми работавшими радиотелескопами от всех космических источников (кроме Солнца) за все время существования радиоастрономии, можно оценить как $\sim 10^3$ эрг. Этой энергии хватит только для того, чтобы нагреть один стакан воды на 10^{-7} градуса... Пусть читатель сам оценит стоимость этой энергии.

решение равно $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 3{\cdot}10^{-7}$, между тем как в оптической звездной спектроскопии хорошим считается разрешение $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 10^{-4}$

«Ахиллесовой пятой» радиоастрономии в первые годы ее развития была низкая угловая разрешающая способность радиотелескопов. В самом деле, естественным пределом для углового разрешения является угловой размер центрального дифракционного пятна, равный λ/D, где λ — длина волны, D — диаметр зеркала телескопа-рефлектора.

В оптической астрономии ($\lambda \sim 4 \cdot 10^{-5}$ см) для больших телескопов предельная разрешающая способность, определяемая дифракцией, составляет несколько сотых секунды дуги. Однако дрожания земной атмосферы и несовершенство поверхности телескопа не позволяют достигнуть этого предела. Практическая разрешающая способность больших оптических телескопов редко превосходит 0,5 секунды дуги.

Ну, а какова угловая разрешающая способность радиотелескопов? Даже для самых крупных из них, с диаметром зеркала $\sim$ 100 м, работающих на волне 10 см, угловые размеры дифракционного пятна около 3 *минут* дуги. А в начале пятидесятых годов, когда радиоастрономия только начинала свое развитие, разрешающая способность исчислялась градусами.

Положение коренным образом изменилось после того как в практику радиоастрономических исследований был введен *интерференционный* метод. Идея метода состоит в том, что прием космического радиоизлучения производится одновременно на *двух* радиотелескопах. В этом случае в формулу для угловых размеров дифракционного пятна следует подставить не диаметр зеркала радиотелескопа, а *расстояние* между антеннами, которое может быть достаточно большим. Рекордное угловое разрешение достигается при интерференционных наблюдениях, выполненных на антеннах, удаленных друг от друга на межконтинентальные расстояния[1]. Например, были осуществлены интерференционные наблюдения с «базой» Крым — США, США — Австралия. На самой короткой волне, на которой проводились такие наблюдения, было достигнуто угловое разрешение 10^{-4} секунды дуги!

Возникла парадоксальная ситуация, когда угловая разрешающая способность радиоастрономии значительно превосходит оптическую! Впрочем, нужно заметить, что такая сверхвысокая разрешающая способность в радиоастрономии пока достигнута только в единичных экспериментах и притом для источников особого класса, у которых угловые размеры очень малы (ядра квазаров и галактик, источники космического мазерного излучения). Как правило, радиоисточники представляют собой более или менее протяженные объекты, для которых насущно необходимо знать как можно более детальное распределение яркости. Другими словами, необходимо иметь *радиоизображение* протяженных объектов по возможности с высоким угловым разрешением по обеим координатам.

Сейчас для таких задач одной из лучших установок является голландская система «Вестерборк», состоящая из надлежащим образом расположенных и соединенных 12 зеркал диаметром 25 метров каждое; максимальная протяженность системы 1,6 км. Разрешающая сила этой установки на волне 21 см около 20 угловых секунд. Однако наилучшие результаты были получены на близкой по схеме, но несравненно большей по размерам американской системе «VLA», введенной в эксплуатацию в 1979 г. (см. 3.3). Она состоит из 27 параболоидов диаметром 25 метров, расположенных в виде буквы Y на полигоне размером в 47 км. Ее разрешающая способность на волне 6 см составляет 0,3 секунды дуги, что в три раза лучше, чем у знаменитого оптического «Атласа неба», выполненного на обсерватории Маунт Паломар после многолетней напряженной работы.

Качественно новым этапом в развитии астрономии является ее выход в космос, что связано с бурным развитием ракетной техники в послевоенные годы. Возникла новая,

[1] Сама идея такого интерферометра с независимыми далеко расставленными антеннами принадлежит советским радиоастрономам Н. С. Кардашеву, Л. И. Матвеенко и Г. Б. Шоломицкому.

внеатмосферная астрономия, столь же радикально отличающаяся от классической астрономии, как и радиоастрономия. Установив научные приборы (счетчики фотонов, телескопы) на космические платформы, астрономы пробили мощную броню земной атмосферы, полностью поглощающей космическое коротковолновое электромагнитное излучение (ультрафиолетовое, рентгеновское, гамма-излучение). Тем самым оказалось возможным исследовать коротковолновое («жесткое») излучение Солнца, звезд, туманностей и галактик, что необычайно расширило объем нашей информации о природе этих объектов. Например, подавляющее большинство так называемых «резонансных» спектральных линий различных элементов и их ионов находится как раз в ультрафиолетовой части спектра. Между тем изучение этих линий совершенно необходимо хотя бы для детального выяснения химического состава звезд и межзвездной среды. Для того чтобы проиллюстрировать возможности современной внеатмосферной астрономии, немного остановимся на некоторых характеристиках телескопа, установленного на специализированном американском искусственном спутнике Земли, запущенном на довольно высокую ($\sim$ 750 км) почти круговую орбиту. Этот спутник носит название «Третья Орбитальная Астрономическая обсерватория» («ОАО-3»), но чаще называется «Коперником», так как работал в юбилейном для астрономов году (1972—1973), в котором отмечалось 500-летие со дня рождения великого польского астронома. Во всех отношениях этот спутник можно считать совершенным. Основной инструмент, установленный на нем,— это телескоп-спектрометр, работающий в ультрафиолетовой области. Главное зеркало телескопа системы Кассегрена имеет диаметр 80 см — величина не такая уж маленькая даже для наземных обсерваторий... Спектрограф телескопа работает с вогнутой дифракционной решеткой и дает дисперсию 4,2 ангстрема на миллиметр в первом порядке. Спектральное разрешение $\Delta\lambda$ в области 950—1450 Å составляет около 0,05 Å! Поражает точность наведения этого телескопа на звезды, от которых получается спектр. Визирная линия телескопа в пространстве за 10 минут наблюдений уходит не больше, чем на 0,02 секунды дуги! По команде с Земли телескоп наводится на интересующую астрономов звезду (до пятой величины), после чего получается ее спектр, который передается на Землю при посредстве телеметрии.

Уже несколько лет действует специализированный космический телескоп «IUE», выведенный на синхронную орбиту. С его помощью проводятся исследования в ближнем ультрафиолете (1000—3000 Å) и изучаются спектры звезд до 16-й величины с разрешением 0,1 Å. В 1983 г. был запущен советский астрономический спутник «Астрон», на котором успешно работает ультрафиолетовый телескоп с диаметром зеркала 90 см. Точность наведения этого телескопа 0,1 секунды дуги.

Особое значение для астрономии имеют исследования излучения космических объектов в рентгеновской и гамма-областях. Наиболее впечатляющи достижения рентгеновской астрономии. Получена богатейшая информация об излучении некоторых космических объектов как в мягкой рентгеновской области (энергии квантов порядка нескольких сотен электрон-вольт), так и в более жесткой области спектра (тысячи, десятки и сотни тысяч электрон-вольт на квант).

Важность рентгеновской астрономии состоит прежде всего в том, что она позволяет исследовать космические объекты, находящиеся в «экстремальных» условиях (например, при температуре газа в десятки и сотни миллионов градусов, а также при мощных взрывных процессах, о которых речь будет идти в этой книге). Так же, как и в радиодиапазоне, многие источники в рентгеновской спектральной области испускают не тепловое излучение, а специфическое «неравновесное» излучение, сопутствующее движению электронов огромных, «сверхрелятивистских» энергий. В этом отношении возможности оптической астрономии весьма ограничены. Мы видим, таким образом, что оптическая, радио- и рентгеновская астрономия не дублируют друг друга, а существенно *дополняют*. Есть объекты (например, большинство обычных звезд), основное излучение которых сосредоточено в оптической части спектра, есть и такие объекты, где основное излучение падает на радио-

либо на рентгеновскую область. Особый интерес представляют довольно часто встречающиеся космические объекты, одновременно, но с разной мощностью, излучающие во всех трех диапазонах и требующие для своего изучения комплексных исследований.

Как иллюстрацию возможностей рентгеновской астрономии рассмотрим оснащение знаменитого американского специализированного спутника «Ухуру», запущенного на экваториальную орбиту в конце декабря 1970 г. и работавшего несколько лет.

На спутнике установлены два рентгеновских детектора площадью по 880 см^2 каждый. Детекторами являются пропорциональные рентгеновские счетчики с окнами из бериллия, толщиной около 0,1 мм. Поля зрения счетчиков равны $5^\circ \times 5^\circ$ и $0^\circ{,}5 \times 5^\circ$ и ориентированы в противоположных направлениях. Спутник оснащен специальной магнитной системой ориентации, включающей электромагнитные катушки для ориентации продольной оси спутника относительно магнитного поля Земли, и маховичной системой для «закрутки» спутника относительно этой оси с угловой скоростью в пределах от $0^\circ{,}1$/с до $0^\circ{,}5$/с.

В систему ориентации входят также звездные датчики для определений угла поворота вокруг продольной оси. С помощью этого спутника были исследованы дискретные источники рентгеновского излучения с потоком вплоть до 0,005 кванта/см$^2 \cdot$ с в области от 2 до 20 кэВ. Кроме того, каждый детектор был снабжен 8-канальным анализатором амплитуды импульсов, что позволяет построить спектр источников.

Запущенный в конце 1978 г. специализированный рентгеновский спутник «НЕАО-2», получивший название обсерватории «Эйнштейн», ознаменовал новый этап в развитии рентгеновской астрономии. Установленный на этом спутнике рентгеновский телескоп косого падения позволяет получить угловое разрешение до $2''$ при поле зрения $1^\circ \times 1^\circ$. Его чувствительность по потоку в сотни раз выше, чем у «Ухуру». На этом спутнике были выполнены выдающиеся по своему значению исследования галактических и метагалактических источников рентгеновского излучения.

Гамма-астрономия в настоящее время делает свои первые шаги. Ее техника весьма специфична. Приемниками очень жестких квантов являются обычно «искровые камеры» — устройства, имеющие немалый вес — обстоятельство, усложняющее проведение экспериментов на космических платформах. Впрочем, эти камеры не обязательно поднимать в космос: можно воспользоваться и баллонами — аэростатами, запускаемыми на высоты 25—40 км. Все же специализированный спутник лучше. В 1974 г. в США был запущен такой специализированный спутник «SAS-2», позволивший исследовать потоки космического гамма-излучения до 10^{-6} кванта/см$^2 \cdot$ с с энергией, превышающей 50 МэВ. На этом спутнике исследовался общий фон гамма-излучения и повышение его интенсивности в полосе Млечного Пути, а также один «дискретный» источник, связанный с особой туманностью — остатком взрыва звезды (см. § 16).

В августе 1975 г. был запущен еще один специализированный гамма-спутник «Cos-B». Этот спутник работает в режиме длительных ($\sim$ 1 месяц) наведений на источник, в то время как на «SAS-2» обычно использовался режим сканирования. На «Cos-B» было обнаружено гамма-излучение от нескольких галактических и метагалактических объектов. В полосе Млечного Пути было зарегистрировано свыше 20 дискретных источников, большинство которых пока не отождествлено. Можно не сомневаться, что у гамма-астрономии большое будущее.

Важной областью внеатмосферной астрономии является инфракрасная и «субмиллиметровая» астрономия. В какой-то степени наблюдения в этом трудном диапазоне можно проводить и с наземных обсерваторий, используя отдельные «окна прозрачности» в земной атмосфере (например, в диапазоне 8 и 25 микрометров). Много ценной информации дали отдельные наблюдения, выполненные на баллонах и на высотных самолетах-лабораториях. Но очень важно было бы иметь специализированный спутник для инфракрасной астрономии, которого пока еще нет. Основа успеха в этой области астрономии — появление

новых типов высокочувствительных приемников, ставшее возможным только благодаря бурному развитию электроники, физики полупроводников и криогенной техники.

Значение этого диапазона определяется прежде всего тем, что в нем сосредоточена основная часть излучения Вселенной. Активные ядра галактик и квазаров, гигантские звезды и протозвезды, облака космической пыли — все излучают преимущественно в инфракрасном и субмиллиметровом диапазоне. К этому следует добавить «реликтовое» излучение Вселенной, максимум спектральной плотности которого расположен как раз в субмиллиметровом диапазоне. Этот диапазон имеет особое значение для важнейшей проблемы происхождения звезд и планетных систем (см. § 3). Астрономы с большим нетерпением ожидают новых успехов в этой трудной для экспериментаторов спектральной области.

В 1983 г. был запущен международный «инфракрасный» астрономический спутник «IRAS», который весьма успешно работает. Наблюдения ведутся в пяти каналах инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов вплоть до длины волны 100 мкм. Уже получены ценные данные по нескольким десяткам источников. Нельзя не остановиться на одном из первых результатов, полученном на «IRAS».

При калибровке детекторов использовались, как это часто делается в астрономии, яркие звезды. Велико же было изумление исследователей, когда поток инфракрасного излучения от ярчайшей звезды северного неба Веги (α Лиры) оказался в 10—20 раз больше, чем ожидалось. Температура поверхности Веги известна давно: 9 700° и ожидаемое инфракрасное излучение можно было вычислить с большой точностью. Далее, оказалось, что источник инфракрасного излучения, связанный с этой звездой, не «точечный» (как ожидалось), а довольно протяженный: его угловые размеры около 20°. Соответствующие линейные размеры (учитывая, что расстояния до Веги 26 световых лет) — около 80 астрономических единиц. Короче говоря, оказалось, что Вега окружена кольцом, состоящим из роя твердых частиц, размеры которых больше 1 мм. Эти довольно крупные частицы, нагретые излучением звезды до температуры 90 кельвинов, и являются источником инфракрасного излучения.

Очень похоже, что прямыми астрономическими наблюдениями около одной из ближайших к нам звезд обнаружена планетная система, притом значительно более молодая, чем Солнечная (возраст Веги не превышает 300 миллионов лет, в то время как возраст Солнца около 5 миллиардов лет). Значение этого открытия трудно переоценить. Оно наглядно демонстрирует большую распространенность планетных систем во Вселенной.

Однако современная астрономия не ограничивается только исследованиями электромагнитных излучений всех частот от различных космических объектов. Уже сделаны первые шаги в *нейтринной астрономии*. Об этом подробно будет рассказано в § 9 этой книги.

На очереди стоит обнаружение *гравитационных волн* от взрывающихся звезд и их остатков, а также, возможно, и от других небесных тел, в том числе метагалактических (см. § 24). Мы уже не говорим об исследованиях первичных космических лучей, которые ведутся многие годы и получили особенно большое развитие в последнее время. Наконец, стоит еще сказать о прямых измерениях магнитных полей и плотности газа в межпланетной среде, ставших возможными только на основе развития ракетно-космической техники. Что касается исследования планет и их спутников в Солнечной системе на специальных автоматических и пилотируемых космических станциях, то здесь создалось совершенно особенное положение: планетная астрономия перестает быть частью астрономии. Аналогичная ситуация в прошлом была с геофизикой.

В близком будущем астрономия обогатится новыми мощными средствами исследования, которые позволят сделать очередной гигантский шаг на пути познания Вселенной. Полным ходом идет строительство и детальное проектирование следующего поколения телескопов, которые будут работать во всех областях спектра. Как правило, они будут устанавливаться на космических платформах.

Отметим разработку большого космического оптического телескопа с зеркалом диаметром 2,4 м. Этот телескоп предполагается вывести на орбиту в 1986 г. Собственно говоря, он будет работать не только в оптической области, но и в близких ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра (от 1200 Å до $\sim$ 10 мкм). В условиях работы на орбите будет реализован дифракционный предел разрешающей способности. Чувствительность орбитального телескопа будет $\sim$ в 100 раз превышать чувствительность крупнейших наземных телескопов. От этого инструмента астрономы ожидают выдающихся результатов.

Большой интерес представляет американский проект AXAF. Речь идет о гигантском рентгеновском телескопе косого падения с диаметром зеркала 1,2 м и фокусным расстоянием 10 м. Этот телескоп будет строить изображение источника с угловым разрешением 0,5 секунды дуги. Он будет работать в интервале энергии квантов от 0,1 до 8 кэВ. Его эффективная поверхность в диапазоне 0,6 кэВ — 1500 см^2, а в диапазоне 6 кэВ — 250 см^2. Это позволяет увеличить чувствительность для точечных источников по сравнению с обсерваторией «Эйнштейн» почти в 100 раз! При такой высокой чувствительности объект, подобный известному квазару 3C 273, можно будет обнаружить даже при значении параметра красного смещения $z = 10$!

Можно не сомневаться, что когда гигантский рентгеновский телескоп AXAF будет введен в эксплуатацию, в космологии наступит новая эра.

Что касается радиоастрономии, то здесь большой прогресс ожидается от введения в строй крупных радиотелескопов, рассчитанных на работу в миллиметровом диапазоне. В первую очередь здесь следует отметить строящееся 45-метровое зеркало в Японии, 30-метровое франко-немецкое зеркало, которое будет установлено на Канарских островах, и пока еще только проектирующееся 25-метровое зеркало в США, которое должно быть установлено в превосходном месте — на вершине вулкана Мауна Кеа (Гавайские острова). Там же предполагается установить 10-метровое зеркало для наблюдений в субмиллиметровом диапазоне. Как в США, так и в Европе большое внимание уделяется дальнейшему развитию радиоинтерферометрии на сверхдлинных базах, в частности, строительству космических радиоинтерферометров.

Итак, в результате переживаемой человечеством в последние три десятилетия научно-технической революции в астрономии наступила новая эра. Астрономия прежде всего стала «всеволновой», что в огромной степени увеличило ее возможности. Прогрессу способствовало также введение в практику наблюдений и их обработки электронно-вычислительных машин (ЭВМ). В частности, высокая чувствительность современных радиотелескопов не была бы достигнута без ЭВМ.

Электроника и автоматика стали широко использоваться не только в «новых» областях (радиоастрономия, внеатмосферная астрономия), но также и в «классическом» оптическом диапазоне, благодаря чему резко улучшились параметры оптических телескопов[1].

В этой книге речь будет идти о звездах. Если задать наивный детский вопрос, какие из космических объектов во Вселенной «самые главные», я не колеблясь отвечу: звезды. Почему? Ну, хотя бы потому, что 97% вещества в нашей Галактике сосредоточено в звездах. У многих, если не у большинства, других Галактик «звездная субстанция» составляет больше чем 99,9% их массы. Похоже на то, что плотность крайне разреженного, пока еще с достоверностью не обнаруженного межгалактического газа слишком мала, поэтому основная часть вещества во Вселенной сосредоточена в галактиках, а следовательно, в

[1]Например, введение в практику астрономических исследовании весьма совершенных электронно-оптических к телевизионных приемников излучения вместо фотографических пленок эквивалентно увеличению диаметров телескопов в пять раз. Если бы даже такое увеличение размеров зеркал телескопов было технически осуществимо (что весьма сомнительно!), то это обошлось бы (для больших инструментов) в миллиарды рублей, так как стоимость телескопа приблизительно пропорциональна кубу диаметра его зеркала.

звездах. Есть, правда, мнение, что в ядрах многих галактик и в квазарах основная часть вещества — это плотный, довольно горячий газ. Если это даже так, то наш вывод остается неизменным: ведь массы галактических ядер невелики по сравнению с массами самих галактик. Итак, на современном этапе эволюции Вселенной вещество в ней находится преимущественно *в звездном состоянии*. Это означает, что бо́льшая часть вещества Вселенной «скрыта» в недрах звезд и имеет температуру порядка десятка миллионов градусов при очень высокой плотности и физических условиях, мало отличающихся от термодинамического равновесия. Основная эволюция вещества Вселенной происходила и происходит в недрах звезд. Именно там находился (и находится) тот «плавильный тигель», который обусловил химическую эволюцию вещества во Вселенной, обогатив его тяжелыми элементами. Именно там вещество по естественным законам природы превращается из идеального газа в очень плотный вырожденный газ и даже в «нейтронизированную» материю. Именно у некоторых звезд на поворотных этапах их эволюции может реализоваться пока еще далекое от ясности состояние «черной дыры». Вместе с тем, если не говорить об особых, пока еще недостаточно исследованных областях, окружающие ядра галактик звезды (в среднем) занимают около 10^{-25} объема Вселенной.

Огромное значение имеет исследование взаимосвязи между звездами и межзвездной средой, включающее проблему непрерывного образования звезд из конденсирующейся межзвездной среды. Наличие звезд подчеркивает *необратимость* процессов эволюции вещества во Вселенной. Ведь звезды в основном излучают за счет необратимого процесса превращения водорода в более тяжелые элементы, прежде всего в гелий. Постоянно накапливающиеся во Вселенной «инертные» (т. е. «мертвые») конечные продукты эволюции звезд — белые карлики, нейтронные звезды и, по-видимому, черные дыры также подчеркивают необратимый характер эволюции Вселенной.

В мире звезд мы встречаем огромное разнообразие явлений, проявляющих себя на всех диапазонах длин волн. Рентгеновские звезды, космические мазеры, пульсары и вспыхивающие карликовые звезды, планетарные туманности с их удивительными ядрами и цефеиды, наконец просто «обыкновенные», ничем, казалось бы, на примечательные звезды — это ли не чудо природы! Чтобы в какой-то степени понять, что собой представляет Вселенная, надо прежде всего знать, что такое звезды и как они эволюционируют. В этой книге автор сделал попытку ответить на поставленные вопросы, опираясь на достижения современной астрономии. Следует, однако, иметь в виду, что на многие вопросы исчерпывающих ответов пока еще нет. Фронт науки в этой области находится в постоянном движении. Но, может быть, в этом и состоит прелесть беседы на эту увлекательную тему...

Часть I

Звёзды рождаются

§ 1. Звезды: основные наблюдательные характеристики

...Ничего нет более простого, чем звезда...

(*А. С. Эддингтон*)

Один из основателей современной теории звездной эволюции проф. М. Шварцшильд в своей известной монографии, посвященной строению и эволюции звезд, высказал очень глубокую мысль, заключенную в фразах, которые мы сейчас процитируем:

«Если Вселенная управляется простыми универсальными законами, то разве чистое мышление оказалось бы не способным открыть эту совокупность законов? Тогда не нужно было бы опираться на наблюдения, которые приходится производить с таким трудом. Хотя законы, которые мы стремимся открыть, быть может, и совершенны, но человеческий разум далек от совершенства: представленный самому себе он склонен заблуждаться, чему мы видим печальное подтверждение среди бесчисленных примеров прошлого. Действительно, мы очень редко упускали возможность впасть в заблуждение; только новые, полученные из наблюдений данные, с трудом отвоеванные у природы, возвращали нас на правильный путь. В теории эволюции звезд они особенно необходимы, чтобы двигаться вперед, не впадая в серьезные ошибки»...

Как говорится, лучше не скажешь. Поколения астрономов кропотливо собирали огромный фактический материал, касающийся самых разнообразных характеристик звезд. Какие же из этих характеристик можно получить из анализа результатов наблюдений?

Прежде всего надо понять, что звезды, за редчайшими исключениями, наблюдаются как «точечные» источники излучения. Это означает, что их угловые размеры ничтожно малы. Даже в самые большие телескопы нельзя увидеть звезды в виде «реальных» дисков. Мы подчеркиваем слово «реальных», так как благодаря чисто инструментальным эффектам, а главным образом неспокойствию атмосферы, в фокальной плоскости телескопов получается «ложное» изображение звезды в виде некоторого диска. Угловые размеры этого диска редко бывают меньше одной секунды дуги, между тем как даже для ближайших звезд они должны были быть меньше сотой доли секунды дуги.

Итак, звезда даже в самый большой телескоп не может быть, как говорят астрономы, «разрешена». Это означает, что мы можем измерять только *потоки* излучения от звезд в разных спектральных участках. Мерой величины потока является видимая звездная величина, определение которой предполагается известным (см., например, книгу: П. И. Бакулин, Э. В. Кононович и В. И. Мороз, «Курс общей астрономии»). Полезно только напомнить, что самые слабые из наблюдаемых звезд имеют видимую величину $m = 24$, в то время как самая яркая звезда Сириус имеет звездную величину $-1{,}6$. Зная разность звездных величин двух звезд, можно найти отношение потоков от них F_1/F_2, если воспользоваться простой формулой:

$$F_1/F_2 = 2{,}512^{m_2 - m_1}. \tag{1.1}$$

Полезно еще знать, что Солнце имеет визуальную звездную величину $m_\odot = -26{,}73$. В то же время прямые измерения дают значение потока солнечного излучения в абсолютных

единицах, равное

$$F_{\odot} = 1{,}39 \cdot 10^6 \text{ эрг/см} \cdot \text{с}.$$

Эта величина носит название «солнечной постоянной». Не представляет труда по известной видимой величине какой-нибудь звезды, цвет которой такой же, как у Солнца, оценить величину ее потока в абсолютных (энергетических) единицах. Допустим, что видимая величина звезды $m = 20$. Тогда по формуле (1.1) получим, что логарифм отношения потока от этой звезды к потоку от Солнца будет равен

$$\lg\left(\frac{F_m}{F_{\odot}}\right) = 0{,}4(m - m_{\odot}) = 18{,}4,$$

откуда $F_m \approx 10^{-12}$ эрг/см^3 · с.

Если мы теперь каким-нибудь образом знаем расстояние до звезды r, то очевидно, что полная мощность ее излучения (или «светимость») может быть получена из простой формулы:

$$L = 4\pi r^2 F. \tag{1.2}$$

Если, в нашем примере, расстояние до звезды равно 100 парсек (1 парсек (пс) = 3,26 светового года = $3 \cdot 10^{18}$ см), то ее светимость будет $L = 10^{30}$ эрг/с. Полезно запомнить, что светимость Солнца $L_{\odot} = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Таким образом, наша звезда излучает в несколько тысяч раз слабее Солнца — это, как говорят, «карликовая» звезда. Из формулы (1.2) следует очевидное обстоятельство, что при данной светимости поток излучения от звезды обратно пропорционален квадрату расстояния до нее. Таким образом, видимая величина определяется, с одной стороны, светимостью звезды,— с другой стороны,— расстоянием до нее. Одной и той же видимой величине может соответствовать сравнительно близко находящаяся звезда низкой светимости (карлик) или удаленная звезда высокой светимости (гигант). Поэтому характеристикой светимости звезды является ее *абсолютная величина*, обычно обозначаемая буквой M. Это та величина, которую имела бы интересующая нас звезда, если бы расстояние до нее было равно стандартному значению 10 парсек. Между видимой и абсолютной величинами имеется простое соотношение:

$$M = m + 5 - 5\lg r, \tag{1.3}$$

где r выражено в парсеках.

Таким образом, одна из основных характеристик звезды — светимость— определяется, если известна видимая величина и расстояние до нее. Если для определения видимой величины астрономия располагает вполне надежными методами, то расстояния до звезд определить не так просто. Для сравнительно близких звезд, удаленных на расстояние, не превышающее нескольких десятков парсек, расстояния определяются известным еще с начала прошлого столетия тригонометрическим методом, заключающимся в измерении ничтожно малых угловых смещений звезд при их наблюдении с разных точек земной орбиты, т. е. в разное время года. Этот метод дает наибольшую точность и очень надежен. Однако для огромного большинства более удаленных звезд он уже не годится: слишком малые смещения положения звезды надо измерять — меньше сотой доли секунды дуги! На помощь приходят другие методы, значительно менее точные, но тем не менее достаточно надежные. В ряде случаев абсолютную величину звезд можно определить и непосредственно, без измерения расстояния до них, по некоторым наблюдаемым особенностям их излучения. На всех этих методах мы, конечно, останавливаться здесь не можем и отсылаем интересующихся читателей к специальным руководствам, например, к содержательной книге Ю. Н. Ефремова «В глубины Вселенной» («Наука», 1977). Вообще, проблема определения расстояния до удаленных космических объектов (звезд, туманностей, галактик) всегда была и сейчас остается одной из центральных в астрономии.

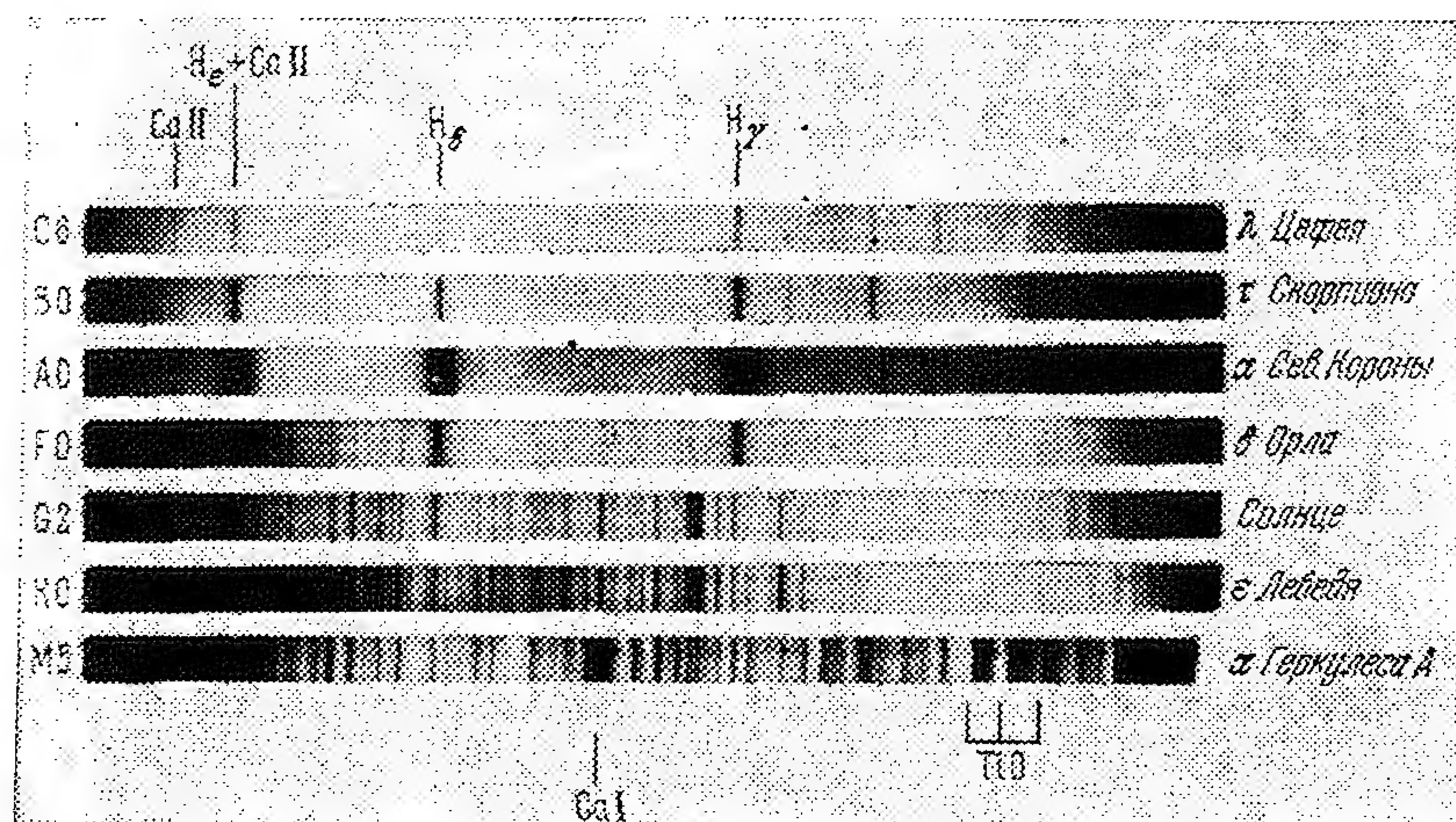


Рис. 1.1. Спектры звезд разных классов.

Исключительно богатую информацию дает изучение *спектров* звезд. В настоящее время техника астрономических спектральных исследований стала очень тонкой и рафинированной. В частности, широко применяются новейшие достижения электроники и других областей современной технической физики. Мы, естественно, не можем здесь по этому поводу писать сколько-нибудь подробно. Уже давно спектры подавляющего большинства звезд разделены на *классы*. Последовательность спектральных классов обозначается буквами O, B, A, F, G, K, M. Существующая система классификации звездных спектров настолько точна, что позволяет определить спектр с точностью до одной десятой класса. Например, часть последовательности звездных спектров между классами B и A обозначается как B0, B1 . . . B9, A0 и т. д. Спектр звезд в первом приближении похож на спектр излучающего «черного» тела с некоторой температурой T. Эти температуры плавно меняются от 40—50 тысяч кельвинов у звезд класса O до 3000 кельвинов у звезд спектрального класса M. В соответствии с этим основная часть излучения звезд спектральных классов O и B приходится на ультрафиолетовую часть спектра, недоступную для наблюдения с поверхности Земли. Однако в последние годы были запущены специализированные искусственные спутники Земли; на их борту были установлены телескопы, с помощью которых оказалось возможным исследовать и ультрафиолетовое излучение звезд.

Характерной особенностью звездных спектров является еще наличие у них огромного количества линий поглощения, принадлежащих различным элементам (рис. 1.1). Тонкий анализ этих линий позволил получить особенно ценную информацию о природе наружных слоев звезд. Прежде всего, в итоге большой работы удалось выполнить количественный химический анализ этих слоев. Несмотря на то, что спектры звезд очень сильно отличаются друг от друга, химический состав в первом приближении оказался удивительно сходным. Различия в спектрах в первую очередь объясняются различием в температурах наружных слоев звезд. По этой причине состояние ионизации и возбуждения разных элементов в наружных слоях звезд резко отличается, что приводит к сильным различиям в спектрах.

Химический состав наружных слоев звезд, откуда к нам «непосредственно» приходит их излучение, характеризуется полным преобладанием водорода. На втором месте находится гелий, а обилие остальных элементов сравнительно невелико. Приблизительно на каждые 10 000 атомов водорода приходится тысяча атомов гелия, около десяти атомов кислорода, немного меньше углерода и азота и всего лишь один атом железа. Обилие остальных элементов совершенно ничтожно. Без преувеличения можно сказать, что наружные слои звезд — это гигантские водородно-гелиевые плазмы с небольшой примесью

более тяжелых элементов. Этот результат, как мы увидим дальше, имеет исключительно важное значение для всей проблемы строения и эволюции звезд.

Хотя химический состав звезд в первом приближении одинаков, все же имеются звезды, показывающие определенные особенности в этом отношении. Например, есть звезды с аномально высоким содержанием углерода, или встречаются удивительные объекты с аномально высоким содержанием редких земель. Если у подавляющего большинства звезд обилие лития совершенно ничтожно ($\sim 10^{-11}$ от водорода), то изредка попадаются «уникумы», где этот редкий элемент довольно обилен. Укажем еще на два редких феномена. Есть звезды, в спектрах которых обнаружены линии несуществующего на Земле в «естественном» состоянии элемента технеция. Этот элемент не имеет ни одного устойчивого изотопа. Самый долгоживущий изотоп живет всего лишь около 200 000 лет — срок по звездным масштабам совершенно ничтожный. Столь удивительная аномалия в химическом составе должна означать, что в наружных слоях этих во многом еще загадочных звезд происходят ядерные реакции, приводящие к образованию технеция. Наконец, известна звезда, в наружных слоях которой гелий представлен преимущественно в виде редчайшего на Земле изотопа ^{3}He.

Все эти интересные и, несомненно, очень важные аномалии химического состава звезд мы в этой книге, конечно, рассматривать не можем. Это увело бы нас слишком далеко в сторону. К счастью, для основной интересующей нас проблемы эволюции звезд эти редчайшие исключения, обусловленные некоторыми специфическими процессами в их наружных и внутренних слоях, не имеют большого значения.

Хорошим индикатором температуры наружных слоев звезды является ее *цвет*. Горячие звезды спектральных классов O и B имеют голубой цвет; звезды, сходные с нашим Солнцем (спектральный класс которого G2), представляются желтыми; звезды же спектральных классов K и M — красные. В астрофизике имеется тщательно разработанная и вполне объективная система цветов. Она основана на сравнении наблюдаемых звездных величин, полученных через различные строго эталонированные светофильтры. Количественно цвет звезды характеризуется разностью ее величин, полученных через два фильтра, один из которых пропускает преимущественно синие лучи («B»), а другой имеет кривую спектральной чувствительности, сходную с человеческим глазом («V»). Техника измерений цвета звезд настолько высока, что по измеренному значению $B - V$ можно определить спектр звезды с точностью до подкласса. Для слабых звезд анализ цветов — единственная возможность их спектральной классификации. Как мы увидим в § 12, массовое определение цветов слабых звезд в скоплениях явилось наблюдательной основой современной теории звездной эволюции.

Знание спектрального класса или цвета звезды сразу же дает температуру ее поверхности. Так как (как уже говорилось выше) звезды излучают приблизительно как абсолютно черные тела соответствующей температуры, то мощность, излученная единицей их поверхности, определяется из закона Стефана — Больцмана:

$$\pi B = \sigma T^4, \tag{1.4}$$

где $\sigma = 5{,}6 \cdot 10^{-5}$ — постоянная Стефана. Мощность излучения всей поверхности звезды, или ее светимость, очевидно, будет равна

$$L = 4\pi R^2 \cdot \sigma T^4, \tag{1.5}$$

где R — радиус звезды. Таким образом, для определения радиуса звезды нужно знать ее светимость и температуру поверхности. Заметим, что речь идет о «болометрической светимости», т. е. мощности излучения во всем диапазоне электромагнитных волн, включая ультрафиолетовые и инфракрасные волны. В свою очередь болометрическая светимость

выводится из ее абсолютной болометрической звездной величины. Последняя получается из «обычной» абсолютной величины путем прибавления так называемой «болометрической поправки», зависящей только от температуры поверхности звезды.

Нам остается определить еще одну, едва ли не самую важную характеристику звезды — ее *массу*. Надо сказать, что это сделать не очень просто. А главное существует не так уже много звезд, для которых имеются надежные определения их масс. Последние легче всего определить, если звезды образуют двойную систему, для которой большая полуось орбиты a и период обращения P известны. В этом случае массы определяются из третьего закона Кеплера, который может быть записан в следующем виде:

$$\frac{a^3}{P^2(M_1+M_2)} = \frac{G}{4\pi}. \tag{1.6}$$

Здесь M_1 и M_2 — массы компонент системы, $G = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ г$^{-1}$ · см^3 · с$^{-2}$ — постоянная в законе всемирного тяготения Ньютона. Уравнение (1.6) дает сумму масс компонент системы. Если к тому же известно отношение орбитальных скоростей обеих компонент, то их массы можно определить отдельно. К сожалению, только для сравнительно небольшого количества двойных систем можно таким способом определить массы каждой из звезд. Для неотличимых по отдельности, близких друг к другу звезд («тесные пары») этого уже *сделать нельзя*. Например, в случае спектрально-двойных звезд (см. начало § 2) если наблюдается лишь спектр одной из компонент, то из наблюдений можно определить только «функцию масс»: комбинацию масс компонент и синуса угла наклона плоскости орбиты к лучу зрения,

$$\varphi(M_1, M_2, i) = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1+M_2)^2}.$$

Если известны спектры обеих компонент (что бывает сравнительно редко), то можно определить величины $M_1 \sin^3 i$ и $M_2 \sin^3 i$. И уже совсем плохо обстоит дело с определением масс одиночных звезд.

В сущности говоря, астрономия не располагала и не располагает в настоящее время методом прямого и независимого определения массы *изолированной* (т. е. не входящей в состав кратных систем) звезды. И это весьма серьезный недостаток нашей науки о Вселенной. Если бы такой метод существовал, прогресс наших знаний был бы значительно более быстрым. В такой ситуации астрономы молчаливо принимают, что звезды с одинаковой светимостью и цветом имеют одинаковые массы. Последние же определяются только для двойных систем. Утверждение, что одиночная звезда с той же светимостью и цветом имеет такую же массу, как и ее «сестра», входящая в состав двойной системы, всегда следует принимать с некоторой осторожностью. Дело в том, что, как мы увидим в конце этой части книги, сам характер звездной эволюции в тесных двойных системах не такой, как у одиночных звезд. Поэтому «представительными» являются лишь определения масс для далеко отстоящих друг от друга и поэтому, как можно полагать, независимо эволюционирующих звезд. Но и здесь следует быть осторожным (см. § 14). Крайне неудовлетворительно обстоит дело с определением масс одиночных необычных (или, как говорят астрономы, «пекулярных») звезд. Но о таких «уродах» мы пока говорить не будем... Хочется верить, что когда-нибудь астрономы научатся определять массы одиночных звезд способом, о котором сейчас мы не имеем даже понятия...

Все же для нормальных звезд с учетом оговорок, сделанных выше, массы определяются с удовлетворительной точностью.

Итак, современная астрономия располагает методами определения основных звездных характеристик: светимости, поверхностной температуры (цвета), радиуса, химического состава и массы. Возникает важный вопрос: являются ли эти характеристики *независимыми*? Оказывается, нет. Прежде всего имеется функциональная зависимость, связывающая радиус звезды, ее болометрическую светимость и поверхностную температуру. Эта

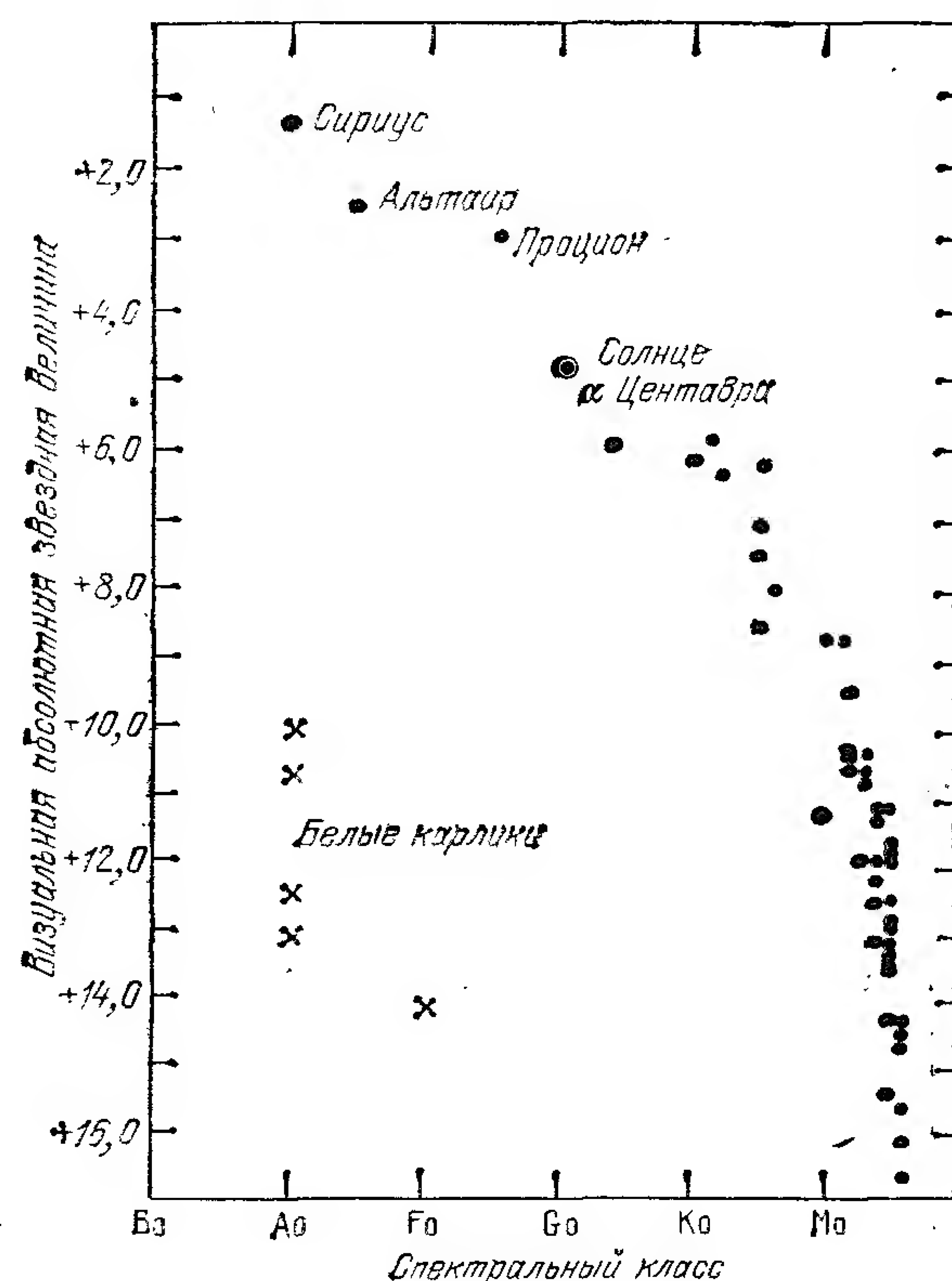


Рис. 1.2. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для ближайших к Солнцу звезд.

зависимость представляется простой формулой (1.5) и является тривиальной. Наряду с этим, однако, уже давно была обнаружена зависимость между светимостью звезд и их спектральным классом (или, что фактически то же самое,— цветом). Эту зависимость эмпирически установили (независимо) на большом статистическом материале еще в начале нашего столетия выдающиеся астрономы датчанин Герцшпрунг и американец Рессел. Если нанести на диаграмму, у которой по оси абсцисс отложены спектры (или соответствующие им цвета $B - V$), а по оси ординат — светимости (или абсолютные величины), положения большого количества звезд, то, как оказывается, они отнюдь не располагаются беспорядочным, случайным образом, а *образуют* определенные *последовательности*. Такая диаграмма (носящая название «диаграммы Герцшпрунга — Рессела») для близких звезд, удаленных от Солнца на расстояние, не превышающее 5 парсек, изображена на рис. 1.2. Из этого рисунка видно, что подавляющее большинство звезд сосредоточено вдоль сравнительно узкой полосы, тянущейся от верхнего левого угла диаграммы вниз вправо. Эта полоса называется «главной последовательностью». Спектральный класс звезд главной последовательности непрерывно меняется от B до M. Кроме этой последовательности, вырисовывается небольшая группа из пяти звезд, расположенная в нижнем левом углу диаграммы. Эти звезды принадлежат к сравнительно «раннему» спектральному классу и имеют абсолютную величину 10—12^m, т. е. их светимость в сотню раз меньше, чем у Солнца, а цвет «белый». Поэтому эта группа звезд уже давно получила название «белых карликов».

Однако изображенная на рис. 1.2 диаграмма не является, если можно так выразиться, «представительной». На рис. 1.2 нанесены *подряд* все близкие к Солнцу звезды и, следовательно, редкие типы звезд, удаленных от Солнца на расстояния, превышающие 5 парсек, на такую диаграмму попасть не могли — в окрестностях Солнца их просто нет. На рис. 1.3 изображена диаграмма Герцшпрунга — Рессела для звезд с известными светимостями и спектрами. Наряду с близкими звездами сюда попали и достаточно удаленные звезды с высокой светимостью. Мы видим, что эта диаграмма имеет уже другой вид по сравнению с

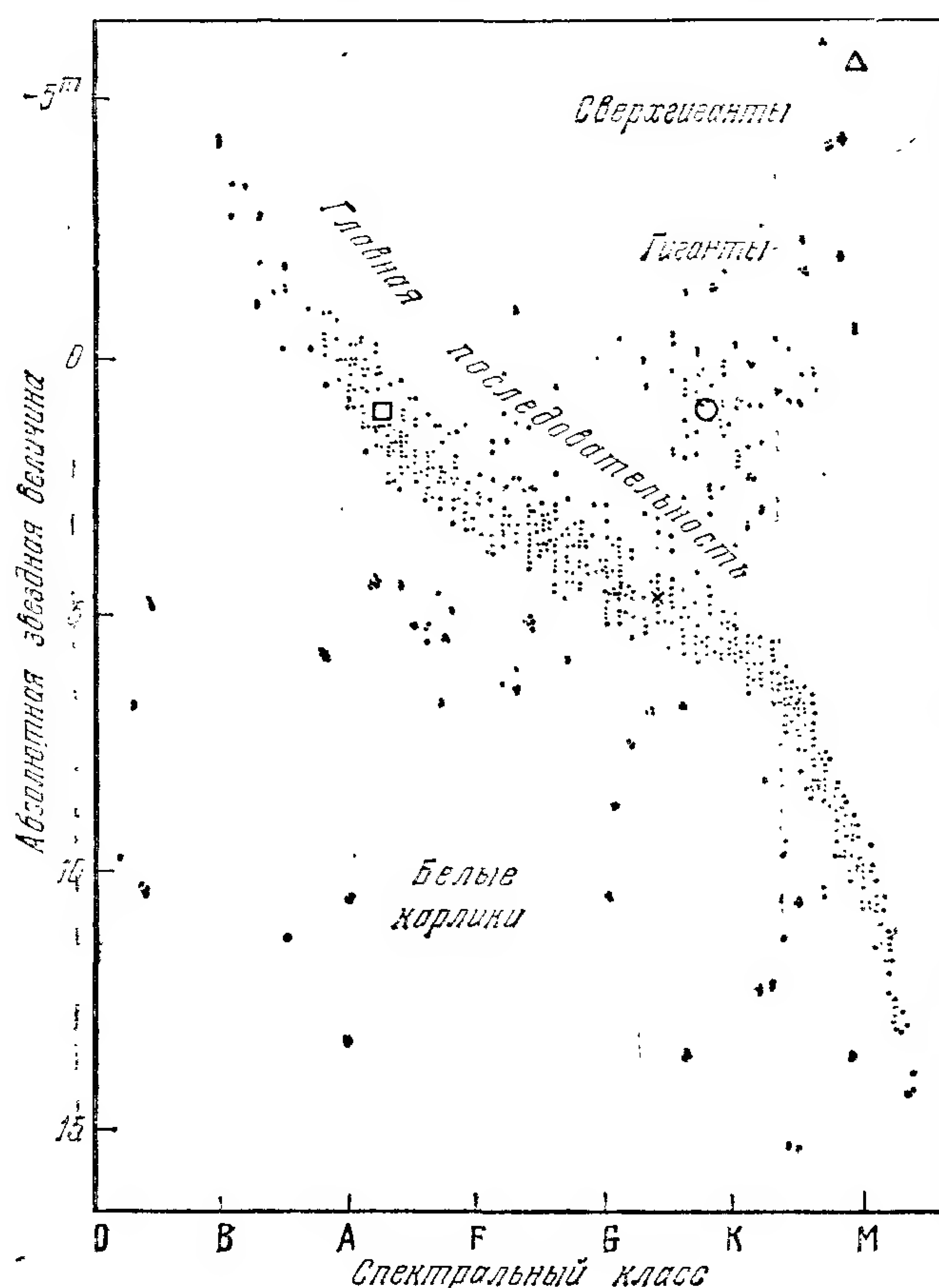


Рис. 1.3. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для звезд с известными светимостями и спектрами. Крестиком обозначено Солнце.

диаграммой, изображенной на рис. 1.2. Общей для обеих диаграмм является наличие уже известной нам главной последовательности. Однако на рис. 1.3 эта последовательность продвинута еще вверх и налево, что объясняется включением в нее удаленных весьма редких звезд высокой светимости спектрального класса O. На обеих диаграммах хорошо видна группа белых карликов, однако на рис. 1.3 она продолжается в сторону более холодных звезд. На рис. 1.3 видна немногочисленная последовательность звезд, расположенная ниже главной последовательности. Это — так называемые «субкарлики». Спектральные исследования выявили очень любопытную особенность. Химический состав их резко отличается от состава звезд главной последовательности малым обилием тяжелых элементов, в частности, металлов. Как мы увидим дальше, это обстоятельство является ключом к пониманию, природы этих интересных звезд.

Однако самым значительным различием между обсуждаемыми диаграммами является наличие на диаграмме, изображенной на рис. 1.3, последовательности, вернее, группы «гигантов», расположенных в верхнем правом углу. Это звезды высокой светимости, поверхностные температуры которых сравнительно низки (спектральные классы K и M). Отсюда следует, что радиусы этих звезд очень велики, в десятки раз больше солнечного. Они получили названия «красных гигантов», объекты же наибольшей светимости, принадлежащие к этой группе звезд, называются «сверхгигантами».

Особый интерес для проблемы эволюции звезд, как эта будет видно в § 12, представляют диаграммы Герцшпрунга — Рессела, построенные для более или менее компактных групп звезд, получивших название «скоплений». Различают два типа скоплений — «рассеянные» и «шаровые». Помимо своей весьма правильной, сфероидальной формы, шаровые скопления отличаются огромным количеством входящих в их состав звезд (порядка сотни тысяч) и весьма характерным пространственным распределением. Они совершенно не кон-

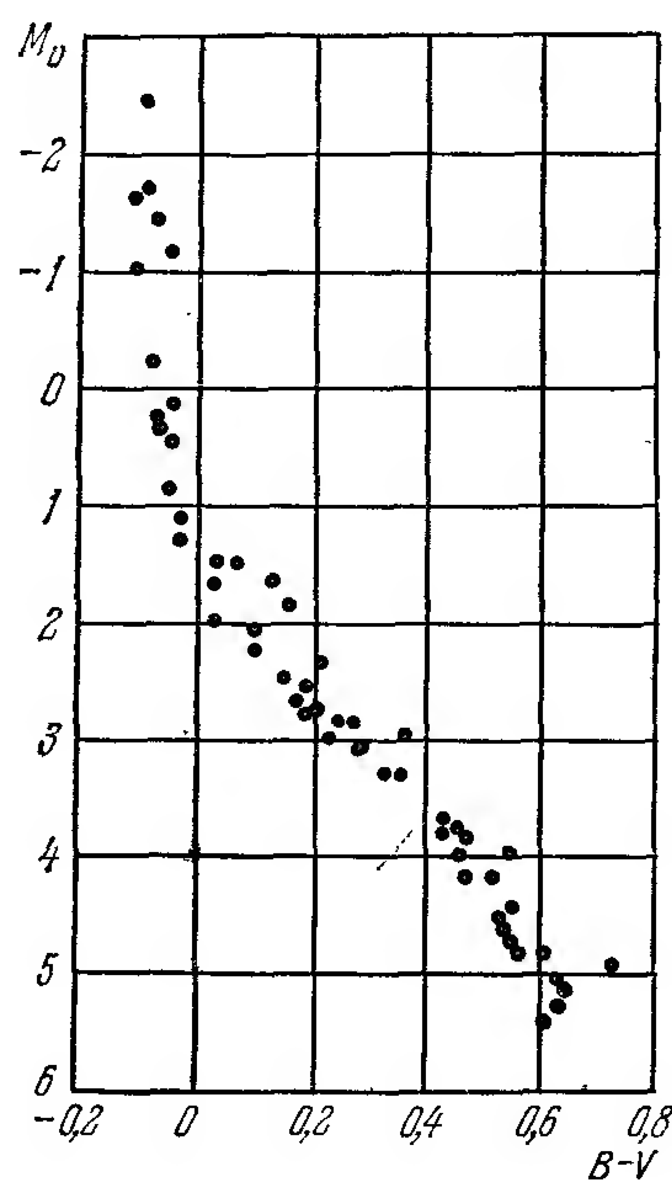


Рис. 1.4. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для звездного скопления Плеяды.

центрируются к галактической плоскости и обнаруживают сильнейшую концентрацию к центру нашей звездной системы. Как показывают спектральные исследования, входящие в состав шаровых скоплений звезды бедны металлами и вообще тяжелыми элементами. В этом отношении (так же как во многих других) звезды, входящие в состав таких скоплений, тождественны субкарликам, имеющим, кстати сказать, такое же пространственное распределение в Галактике. Важность построения диаграмм Герцшпрунга — Рессела для звездных скоплений состоит в том, что все члены одного скопления по причине того, что они образовались из одного газово-пылевого облака межзвездной среды, имеют приблизительно одинаковый возраст. Бросается в глаза, что вид диаграмм Герцшпрунга — Рессела для различных скоплений весьма различен. Например, начало главной последовательности у разных скоплений приходится на различные спектральные классы. Заметим также, что общий вид диаграммы для рассеянных и шаровых скоплений весьма различен (рис. 1.4—1.8). О причине этих примечательных различий речь будет идти в § 12. Подчеркнем еще раз, что создание таких диаграмм[1], потребовавшее большого труда по прецизионному измерению видимых величин и цветов огромного количества звезд, имеет непреходящее значение для нашей науки. Построение таких диаграмм не требует знания расстояний до скоплений. Важно только то, что все звезды скопления находятся от нас на практически одинаковом расстоянии. Сейчас известны диаграммы Герцшпрунга — Рессела более чем для 300 скоплений в нашей Галактике и 50 скоплений в Магеллановых Облаках, причем не найдено ни одного скопления, для которого диаграмма была бы необъяснима сточки зрения развиваемой далее теории.

Мы уже обратили внимание на весьма специфическое пространственное распределение шаровых скоплений и субкарликов. Эти объекты образуют в нашей Галактике подобие некоторой почти сферической «короны» с сильной концентрацией к галактическому центру. Вместе с тем, пространственное распределение других объектов сильно отличается от «сферического». Например, массивные горячие звезды главной последовательности, а также, как мы увидим в следующем параграфе, облака межзвездного газа образуют в нашей Галактике весьма уплощенную систему, концентрирующуюся к плоскости галакти-

[1] На этих диаграммах вместо спектральных классов по оси абсцисс приведены показатели цвета $B-V$. Значению $B-V$, равному $-0{,}4 \div -0{,}2$, соответствуют звезды классов O и B, значению $B-V$, равному $+1{,}6$, звезды класса M.

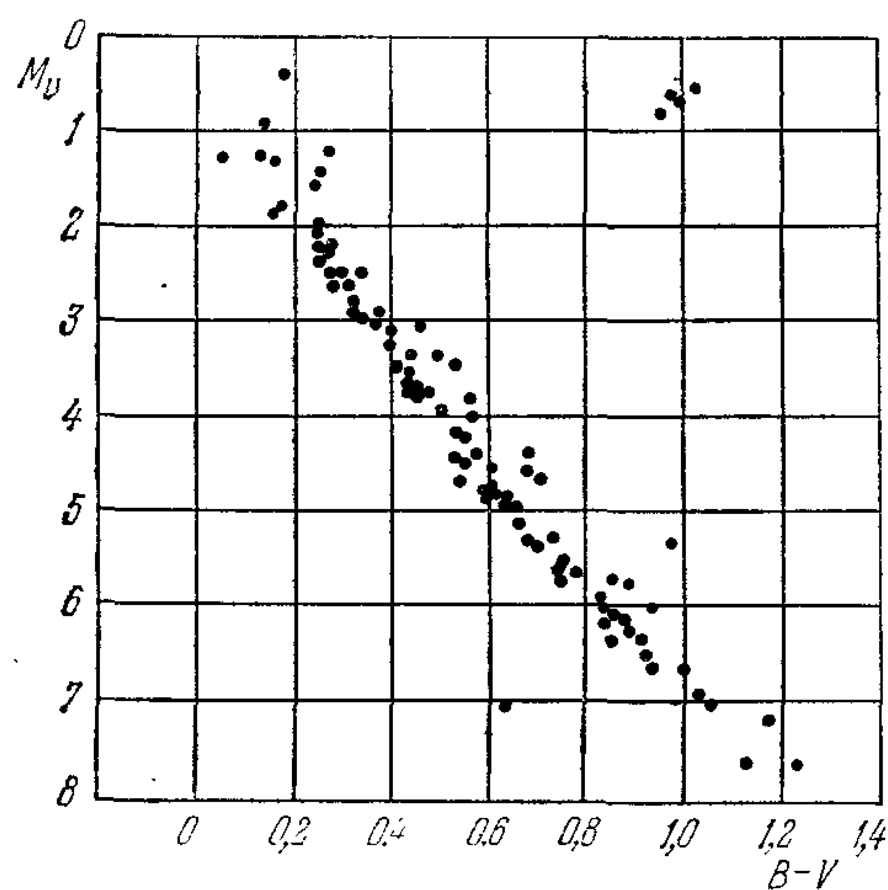


Рис. 1.5. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для звездного скопления Гиады.

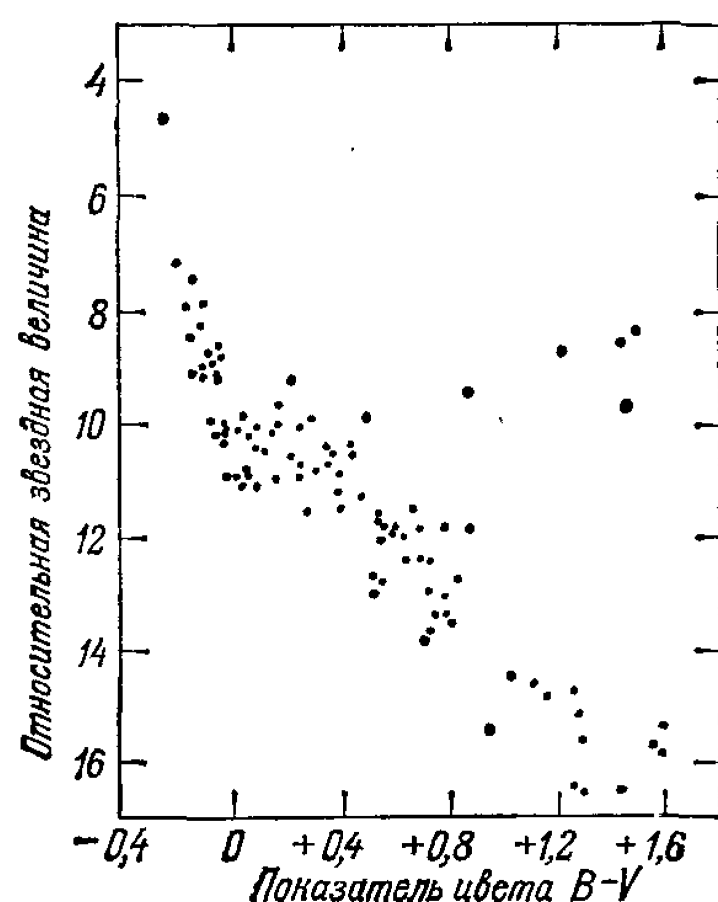


Рис. 1.6. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для молодого звездного скопления NGC 2264.

ческого экватора. На расстояниях, заметно превышающих 100 пс от указанной плоскости, таких объектов уже очень мало: Пространственное распределение большинства звезд главной последовательности с умеренной и малой массой является как бы «промежуточным» между двумя описанными выше крайними случаями. Эти звезды концентрируются одновременно и к галактическому центру, и к галактической плоскости, образуя гигантские диски толщиною в несколько сотен парсек[1].

Различие в пространственном распределении между звездами разных типов имеет очень глубокий физический смысл. Весьма примечательно, что химический состав звезд, имеющих разное пространственное распределение, заметно отличается. Мы уже обратили внимание на то, что атмосфера субкарликов весьма бедна тяжелыми элементами. То же самое относится и к звездам, входящим в состав шаровых скоплений. Таким образом, мы приходим к выводу, что объекты, образующие «корону» Галактики, имеют низкое содержание тяжелых элементов по сравнению с объектами, образующими «плоскую составляющую» и диск в нашей звездной системе. Это обстоятельство объясняется существенным различием возрастов звезд, образующих «сферическую» и «плоскую» составляющие звездного насе-

[1]Звезды, имеющие «сферическое» пространственное распределение, обладают значительными хаотическими скоростями (до $\sim$ 100 км/с), в то время как у «плоских» объектов эти скорости малы ($\sim$ 10 км/с). Такие различия в хаотических скоростях тесно связаны с различием в пространственном распределении (аналогия с известной барометрической формулой: более горячий газ образует более протяженную атмосферу).

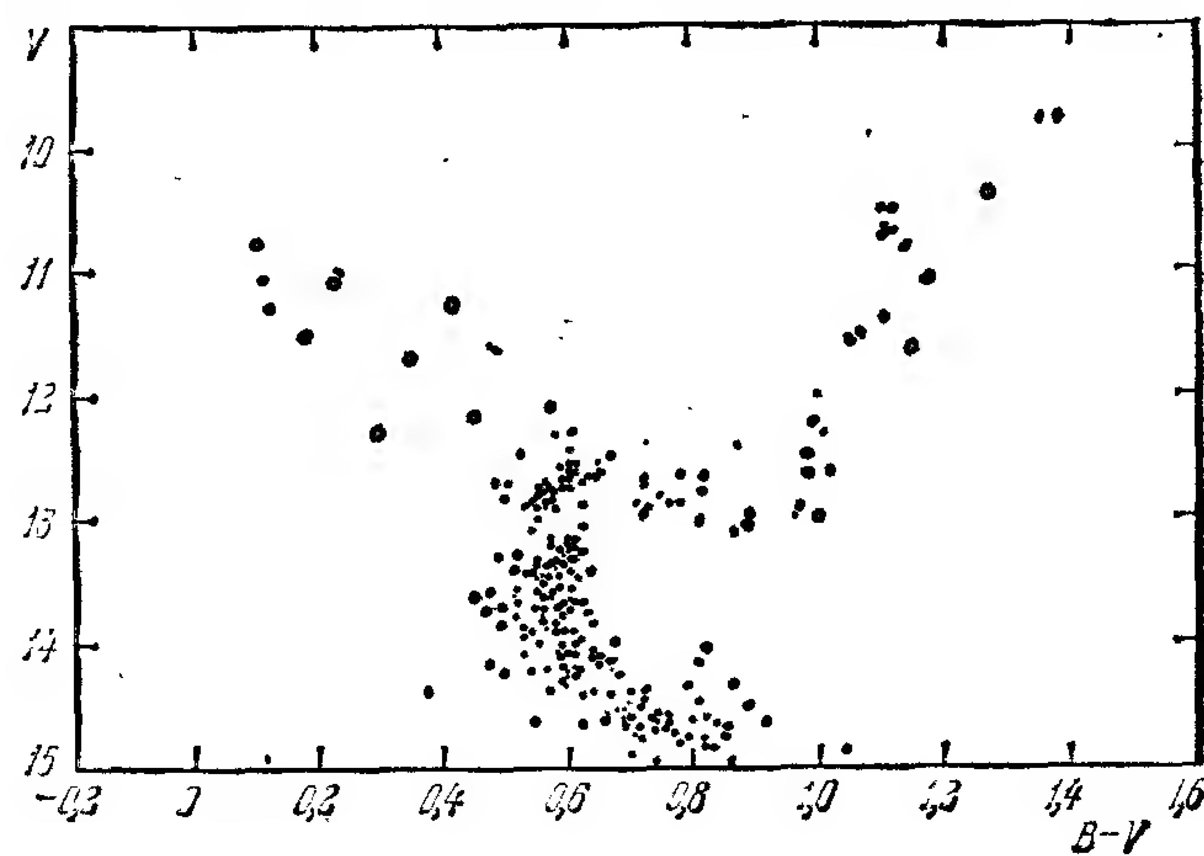


Рис. 1.7. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для старого рассеянного звездного скопления М 67.

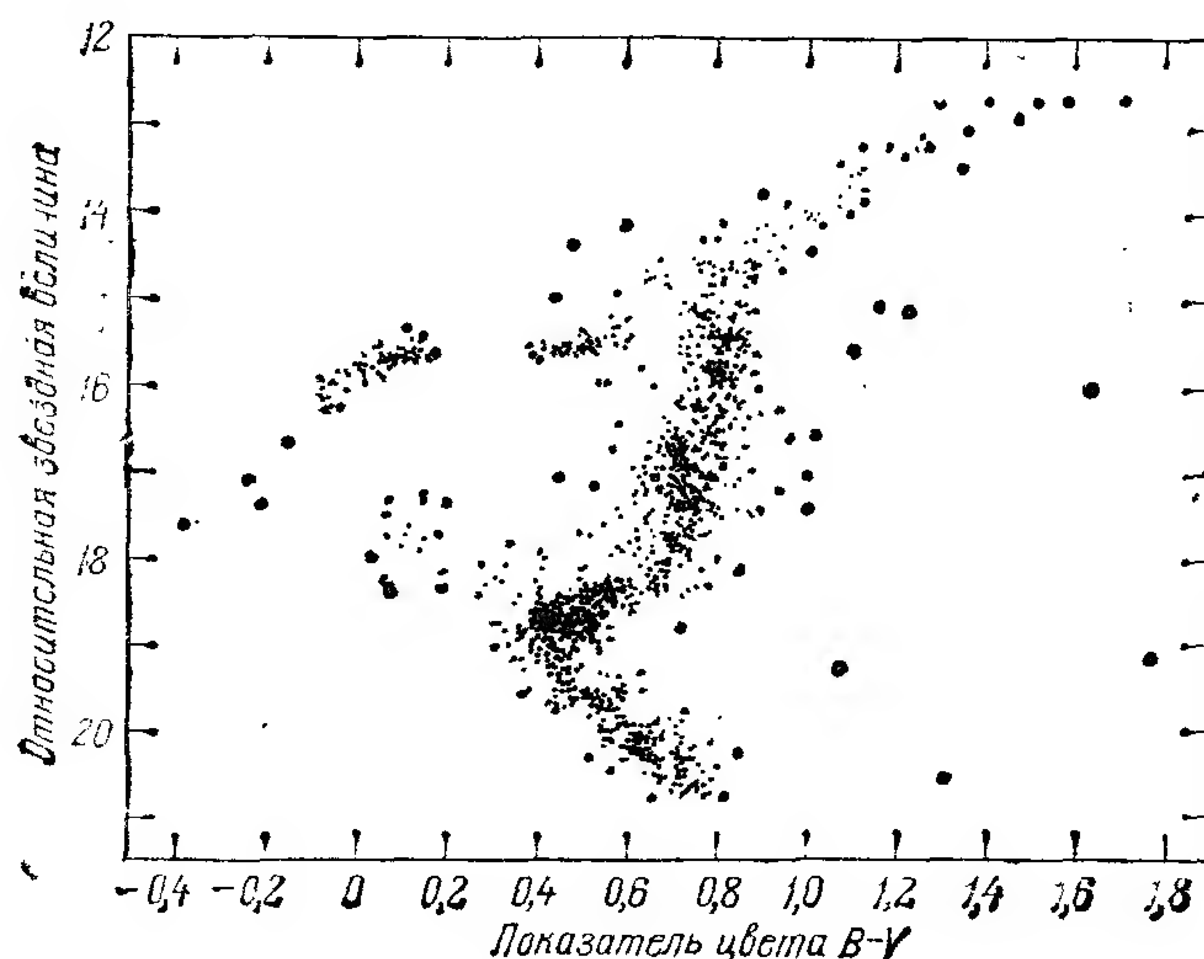


Рис. 1.8. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для старого шарового скопления М 3.

ления Галактики. Из того факта, что облака межзвездного газа имеют пространственное распределение; практически совпадающее с пространственным распределением горячих массивных звезд, вытекает наличие между ними генетической связи. Это дополняет известные в настоящее время астрономам аргументы в пользу основного предположения, что звезды «перманентно» образуются в Галактике путем конденсации облаков межзвездной среды (см. § 3). О связи между возрастом звезд и их химическим составом речь будет идти в § 12.

Звезды, образующие галактическую «корону», часто называют «населением II типа», в то время как объекты, сильно концентрирующиеся к галактической плоскости, носят название «население I типа». В окрестностях Солнца (которые находятся, как известно, на периферии Галактики очень близко от ее плоскости симметрии) преобладают объекты I типа населения. Именно по этой причине на диаграмме Герцшпрунга — Рессела ветвь субкарликов (принадлежащих ко II типу населения) представлена сравнительно небольшим числом объектов. Наоборот, в области ядра нашей звездной системы, где плотность звезд в десятки раз больше, чем в окрестностях Солнца, преобладают объекты II типа населения, прежде всего субкарлики. Их полное количество в Галактике порядка 100 миллиардов, т. е. они составляют большинство звезд.

Таковы самые общие сведения об основных характеристиках звезд. Они, конечно, далеко не исчерпывают всех свойств этих объектов. Среди звезд попадаются объекты, сильно

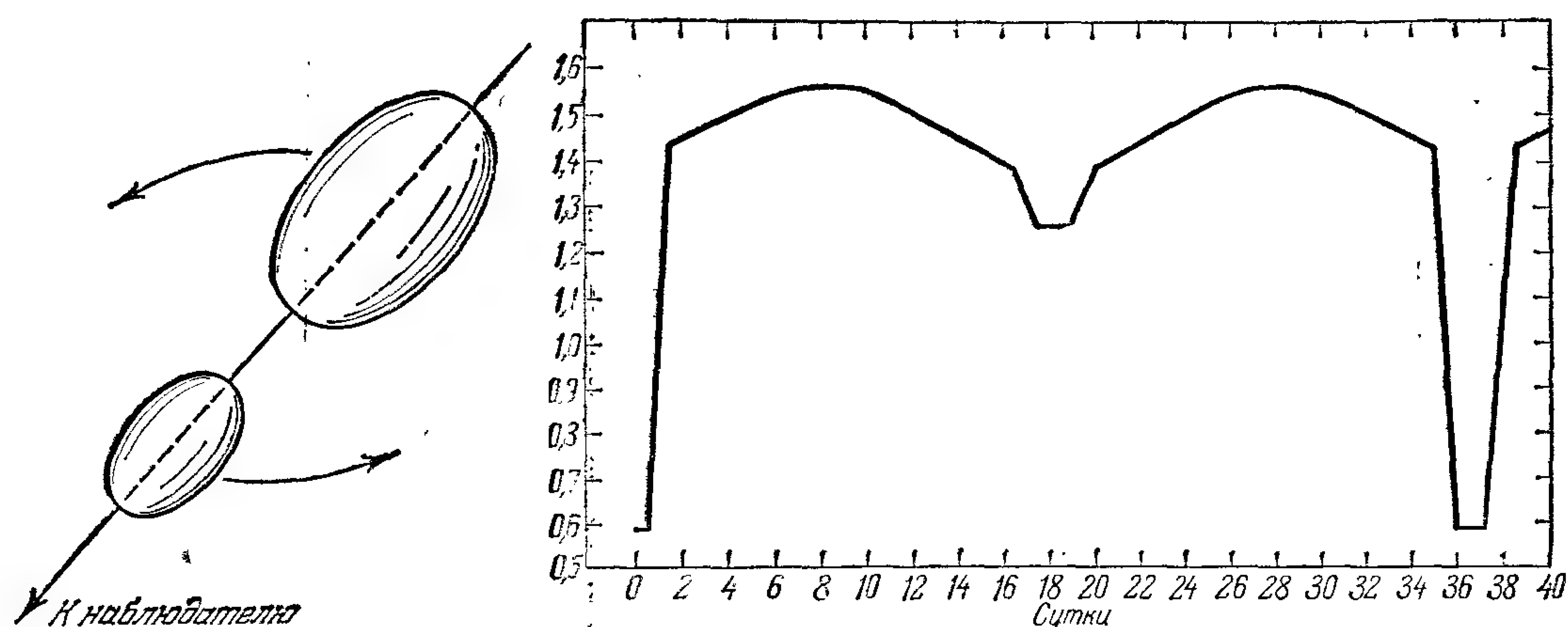


Рис. 1.9. Схема затмения в тесной двойной системе с эллипсоидальными компонентами и ее кривая блеска.

отличающиеся от «нормы». Мы уже говорили выше о звездах с необычнымхимическим составом. Имеются в Галактике звезды, светимость которых меняется. Это так называемые «переменные» звезды. Последние отличаются удивительным разнообразием. Иногда переменность вызывается чисто геометрическими причинами: в тесной двойной системе, если луч зрения образует незначительный угол с плоскостью орбиты, периодически наблюдаются «затмения», когда одна звезда заходит за другую (рис. 1.9). Но чаще звездная переменность связана с вполне реальными вариациями светимости, обычно сопровождаемыми изменениями поверхностной температуры и радиуса.

Среди переменных звезд особый интерес представляют звезды, строго периодически меняющие свою светимость, радиус и температуру по причине *пульсаций*. Эти звезды периодически сжимаются и расширяются, меняя при этом свою температуру. Такие звезды называются *цефеидами*. Они сыграли выдающуюся роль в истории астрономии, так как помогли определить расстояния до очень удаленных объектов (галактик), которые другими методами измерить было невозможно. Как же это было сделано? Дело в том, что эмпирически было найдено, что чем длиннее период цефеиды, тем больше ее светимость[1]. Наблюдая в удаленных галактиках очень слабенькие цефеиды и изучив их периоды, астрономы оценили их светимости, по которым легко нашли абсолютные величины. После этого расстояние определялось по формуле (1.3). Так как светимости цефеид (особенно долгопериодических) очень велики, они видны с больших (в частности, межгалактических) расстояний. Не случайно цефеиды называются «маяками Вселенной».

Гораздо чаще встречается звездная переменность непериодического характера: время от времени наблюдаются более или менее значительные повышения уровня излучения, часто носящие «вспышечный» характер. Очень распространена «вспышечная» активность у красных карликовых звезд. Значительная, если не большая, часть красных карликов спектрального класса M — это вспыхивающие звезды. Во время вспышек, длящихся обычно десятки минут, светимость таких звезд увеличивается в десятки раз, причем одновременно наблюдаются всплески радиоизлучения, а также рентгеновского излучения. По-видимому, в этом случае наблюдается феномен, аналогичный солнечным вспышкам, но только в гораздо большем масштабе. Вообще такой тип переменности звезд связан с нестационарными процессами в их поверхностных слоях.

Особняком стоит группа «взрывающихся» звезд — новых и сверхновых. Если вспышки

[1]Зависимость была установлена для цефеид, находящихся в Магеллановых Облаках — ближайших к нам галактиках. Так как расстояния до всех обнаруженных там цефеид практически одинаковы, то их видимые величины непосредственно определяют светимости, поскольку расстояние до Магеллановых Облаков известно.

новых не связаны с коренным изменением структуры звезды (см. ниже § 14), то вспышки сверхновых, которые происходят чрезвычайно редко, сопровождаются катастрофическими изменениями звездной структуры. Это редчайшее явление настолько важно для астрономии, что ему будет посвящена отдельная глава этой книги.

Все же бо́льшая часть звезд в Галактике, масса которых не очень мала (например, больше $0{,}3M_\odot$), не обнаруживает сколько-нибудь заметной нестационарности. Их светимости отличаются большим постоянством. Конечно, они меняют свои характеристики, так как эволюционируют. Однако такие изменения происходят крайне медленно.

§ 2. Общие сведения о межзвёздной среде

Звезды, так же как Солнце, Луна и планеты, были известны человеку еще тогда, когда он человеком не был. Я полагаю, что самой примитивной астрономической информацией располагают и животные, причем не только высшие. Потребовалось, однако, тысячелетнее развитие науки, чтобы человечество осознало простой и вместе с тем величественный факт, что звезды — это объекты, более или менее похожие на Солнце, но только отстоящие от нас на несравненно большие расстояния. Этого не понимали даже такие выдающиеся мыслители, как Кеплер. Ньютон был первым, кто правильно оценил расстояния до звезд. Два столетия после великого английского ученого почти всеми молчаливо принималось, что чудовищно больших размеров пространство, в котором находятся звезды, есть *абсолютная пустота*. Впрочем, этот вопрос для астрономов XVIII и XIX вв. никогда не представлялся актуальным — круг интересов ученых был тогда совсем не таким, как в наши дни. Лишь отдельные астрономы время от времени поднимали вопрос о возможном поглощении света в межзвездной среде. Только в самом начале XX в. немецкий астроном Гартман убедительно доказал, что пространство между звездами представляет собой отнюдь не мифическую пустоту. Оно заполнено газом, правда, с очень малой, но вполне определенной плотностью. Это выдающееся открытие, так же как и многие другие, было сделано с помощью спектрального анализа.

Гартман исследовал спектры двойных звезд, у которых по причине орбитального движения длины волн спектральных линий строго периодически меняются на небольшую величину то в одну, то в другую сторону. Период таких изменений в точности равен периоду орбитального движения одной звезды вокруг другой. Причиной таких периодических изменений длин волн спектральных линий является хорошо известный из лабораторной физики эффект Доплера. Когда источник излучения движется на *наблюдателя* со скоростью v, длина волны линии λ *уменьшается* на величину $\lambda\frac{v}{c}$, где c — скорость света, если же источник удаляется от *наблюдателя* с той же скоростью, длина волны *увеличивается* на ту же величину. Представляется очевидным, что звезда, совершающая периодическое движение по своей орбите, будет то приближаться к нам, то удаляться, что и объясняет периодические смещения длин волн линий ее спектра. Открытие немецкого ученого состояло в том, что он обнаружил в спектрах некоторых двойных звезд две линии поглощения, длины волн которых *не менялись*, в то время как у всех остальных спектральных линий по описанной выше причине длины волн периодически менялись. Эти «неподвижные» линии, принадлежащие ионизованному кальцию, получили название «стационарных». Они образуются не в наружных слоях звезд, а где-то «по пути» между звездой и наблюдателем. Так впервые был обнаружен межзвездный газ, который в проходящем сквозь него звездном свете производит поглощение в узких спектральных участках.

Почти половину столетия межзвездный газ исследовался главным образом путем анализа образующихся в нем линий поглощения. Выяснилось, например, что довольно часто эти линии имеют сложную структуру, т. е. состоят из нескольких близко расположенных друг к другу компонент. Каждая такая компонента возникает при поглощении света звезды в каком-нибудь определенном *облаке* межзвездной среды, причем облака движутся друг относительно друга со скоростью, близкой к 10 км/с. Это и приводит благодаря эффекту Доплера к незначительному смещению длин волн линий поглощения.

Тот факт, что впервые межзвездный газ был обнаружен по его поглощению в линиях кальция, конечно, не означает, что последний является там преобладающим по обилию элементом. Межзвездный газ проявляет себя и по другим линиям поглощения, например, по известной желтой линии натрия. Интенсивность линий поглощения далеко не всегда определяется обилием соответствующего химического элемента. В гораздо большей степени она определяется «удачным» расположением энергетических уровней соответствующего атома, переходы между которыми эту линию реализуют. Весьма важно то обстоятельство, что в межзвездном пространстве практически все атомы, ионы и молекулы должны находиться на самом «нижнем», т. е. «невозбужденном» энергетическом уровне. Дело в том, что процессы возбуждения атомов, связанные, как обычно, либо с поглощением излучения, либо со столкновениями между частицами, происходят в межзвездной среде неимоверно редко. Если после рекомбинации электрона с ионом образовавшийся нейтральный атом оказался возбужденным, то он всегда «успеет» спонтанно перейти в самое «глубокое» состояние, излучив один или несколько квантов — никакие процессы столкновения с другими частицами ему это сделать не помешают[1].

Находясь неопределенно долго на «основном» уровне, атом может поглощать излучения на определенных частотах. Наинизшая частота называется «резонансной», а соответствующая спектральная линия — «резонансной» линией. Обычно резонансные линии бывают самыми интенсивными. Спектроскопической особенностью кальция (так же, как и натрия) является то, что его резонансные линии находятся в видимой части спектра. Между тем подавляющее большинство резонансных линий других элементов находится в далекой ультрафиолетовой области. Классическими примерами являются самые обильные элементы космоса — водород и гелий. У водорода длина волны резонансной линии (это знаменитая линия «лайман-альфа») равна 1216 Å, а у гелия еще короче — 586 Å. Между тем все внеземное излучение с длиной волны более короткой, чем 2900 Å, полностью поглощается земной атмосферой. До развития внеатмосферной, ракетной и спутниковой астрономии ультрафиолетовая часть спектра всех космических объектов была совершенно недоступна астрономам. Только сравнительно недавно были получены звездные спектры в дальней ультрафиолетовой области и была зарегистрирована межзвездная линия лайман-альфа, так же как и резонансные линии кислорода (длина волны 1300 Å) и других межзвездных атомов. Во избежание недоразумений заметим, что спектральные линии водорода, гелия, кислорода и других элементов издавна наблюдаются в спектрах Солнца и звезд. Однако в этом случае наблюдались не резонансные линии, а линии, возникающие при переходах между возбужденными уровнями. Но в горячих, плотных, наполненных излучением звездных атмосферах «населенности» возбужденных уровней могут быть вполне достаточны для образования линии поглощения, между тем как в межзвездной среде физические условия совершенно другие.

Химический состав межзвездного газа в первом приближении оказался довольно близким к химическому составу атмосфер Солнца и звезд. Преобладающими элементами являются водород и гелий, между тем как остальные элементы мы можем рассматривать как «примеси». Любопытно, что в межзвездном газе кальций примерно в миллион раз менее обилен, чем водород.

Подлинная революция в исследовании межзвездной среды оптическими методами наступила в последние годы в связи с впечатляющими достижениями внеатмосферной астрономии. К настоящему времени (1983 год) наиболее полное исследование химического состава сравнительно близких к нам облаков межзвездного газа было выполнено на американском специализированном астрономическом спутнике, носящем название «Коперник»

[1]Из этого правила есть одно важное исключение: если энергетические уровни атома или молекулы очень близки к «основному», а радиационные переходы между ними являются «запрещенными», то «населенность» «возбужденных» уровней может быть сравнима с населенностью основного.

(см. «Введение»). Как уже говорилось выше, резонансные линии основных (по обилию) элементов находятся, как правило, в ультрафиолетовой части спектра. Наблюдая яркие, сравнительно близкие звезды, можно было в их ультрафиолетовых спектрах обнаружить межзвездные резонансные линии поглощения таких элементов как водород (линия «лайман-альфа» с длиной волны 1216 Å), углерод, азот, кислород, магний, кремний, сера, аргон, марганец и др. Наблюдались как линии нейтральных межзвездных атомов, так и их ионов. При этом выявились совершенно реальные различия в химическом составе отдельных облаков и Солнца. Тем самым исследования межзвездной среды поднялись на более высокую ступень: если в первом приближении, основываясь только на весьма ограниченных наземных наблюдениях, можно было считать, что химический состав межзвездного газа *более или менее* сходен с химическим составом солнечной атмосферы, то теперь уже ясно видны вполне реальные различия состава даже между отдельными облаками. Например, обилие магния, марганца и хлора по отношению к водороду в облаках межзвездной среды в 4—10 раз меньше, чем в солнечной атмосфере. На рис. 2.1 представлены отклонения химического состава от «солнечного» для четырех различных облаков, проектирующихся на яркие звезды. Этот рисунок дает наглядное представление о различиях в химическом составе различных облаков и Солнца. Мы видим, в частности, что зачерненные прямоугольники располагаются, как правило, ниже горизонтальной прямой, что указывает на «недостачу» соответствующих элементов по сравнению с Солнцем.

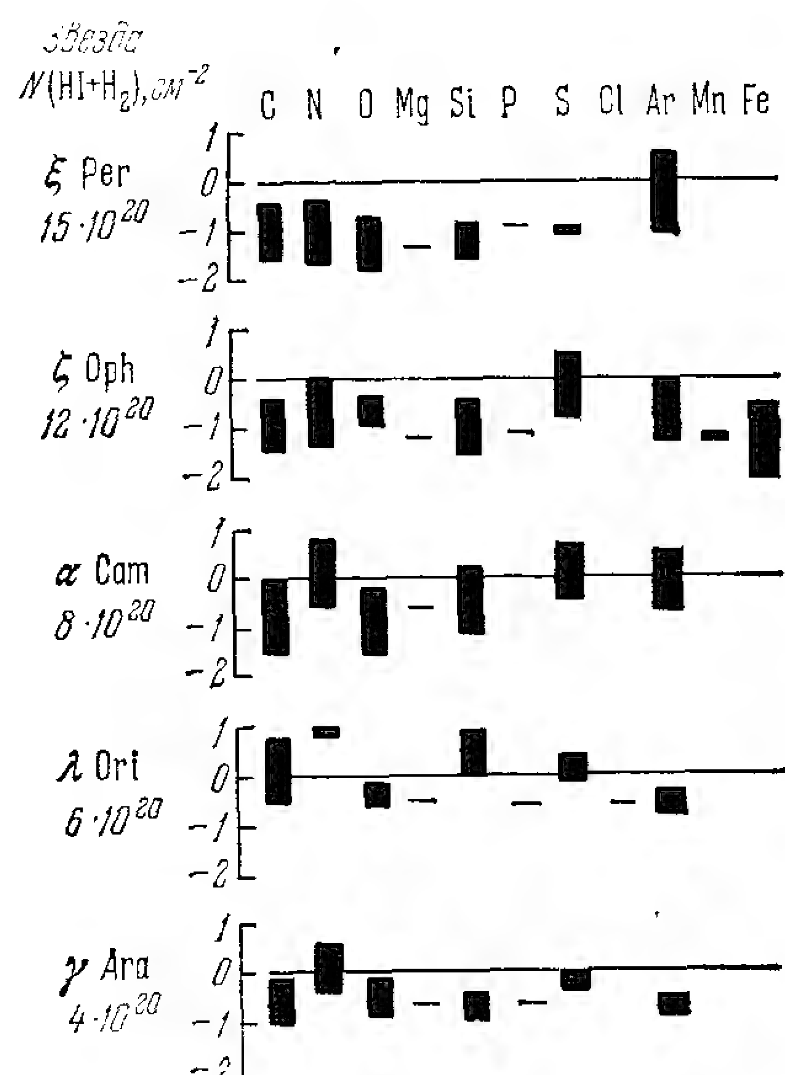


Рис. 2.1. Химический состав облаков межзвездного газа.

Наряду с атомами и ионами в межзвездном газе имеются (чаще всего в ничтожном количестве, $\sim 10^{-7}$ от обилия атомов водорода) молекулы. Методами оптической астрономии были обнаружены в межзвездной среде простые двухатомные молекулы CH, CH^+ (знак «+» означает ионизованную молекулу) и CN. Вместо привычных в лабораторной физике молекулярных спектров, состоящих из очень большого количества линий, сливающихся в полосы, спектры межзвездных молекул, как правило, состоят из одной линии, так как почти все они находятся на самом глубоком электронном, колебательном и вращательном уровне. Исключение составляют межзвездные молекулы CN, у которых почти сорок лет назад были обнаружены *две* линии. Это означает, что заметную населенность имеет и второй вращательный уровень, который у молекулы CN расположен значительно ближе к первому, чем у молекул CH и CH^+. Казалось бы, стоит ли упоминать о такой мелочи? Но лет 15 назад было установлено, что эта «мелочь» имеет очень глубокую причину: второй вращательный уровень молекулы CN возбуждается так называемым «реликтовым» излучением, заполняющим всю Вселенную. Это излучение, как выяснилось, имеет планковский спектр с температурой около 3° абсолютной шкалы Кельвина и представляет собой как бы «остаток» («реликт») древнего состояния Вселенной, когда ее возраст был в десятки тысяч раз меньше, чем теперь, а размеры в 1400 раз меньше! Открытие реликтового излучения — событие огромной важности в астрономии, равное по своему значению открытию красного смещения в спектрах галактик. Удивительно, что косвенным образом это излучение было обнаружено и, увы, не понято за 25 лет до своего открытия! Впрочем, это не является единственным случаем в истории науки. В этой книге мы столкнемся и с другими примерами.

Исключительно важное значение имеет обнаружение в межзвездном газе молекул водорода H_2. Так как резонансная электронная полоса этой молекулы расположена в ультрафиолетовой части спектра около 1092 Å, только внеатмосферные астрономические иссле-



Рис. 2.2. Фотография «угольного мешка» в созвездии Ориона.

дования могли решить эту задачу. И здесь пока наиболее ценные сведения были получены на том же спутнике «Коперник» о котором речь шла выше. Специально исследовались ультрафиолетовые спектры от сильно покрасневших звезд, находящихся, следовательно, за плотными газово-пылевыми облаками, особенно сильно поглощающими синюю часть спектра (см. ниже). Именно в таких облаках можно было ожидать измеримого количества молекулярного водорода. Спектрограммы показывают, что у таких звезд линии межзвездного молекулярного водорода очень сильны. Так как одновременно в спектрах тех же звезд измерялась резонансная линия атомного водорода лайман-альфа, оказалось возможным непосредственно измерить отношение обилий молекулярного и атомного водорода в облаках. Это отношение, как выяснилось, меняется в очень широких пределах, от нескольких десятых до значения, меньшего чем 10^{-7}, определяемого чувствительностью спектрографа к очень слабым линиям.

До сих пор, говоря о межзвездной среде, мы имели в виду только межзвездный газ. Но в этой среде имеется и другая компонента. Речь идет о *межзвездной пыли.* Мы уже упоминали выше. что еще в прошлом столетии дебатировался вопрос о прозрачности межзвездного пространства. Только около 1930 г. с несомненностью было доказано, что межзвездное пространство действительно не совсем прозрачно. Поглощающая свет субстанция сосредоточена в довольно тонком слое около галактической плоскости. Сильнее всего поглощаются синие и фиолетовые лучи, между тем как поглощение в красных лучах сравнительно невелико. Поэтому межзвездное поглощение сопровождается одновременным *покраснением* цвета удаленных объектов, находящихся в полосе Млечного Пути. Сама величина поглощения меняется в разных направлениях довольно беспорядочным образом. Есть целые участки неба, где поглощение невелико, есть и такие области в Млечном Пути, где поглощение света достигает огромных размеров. Такие области носят образное название «угольных мешков» (рис. 2.2). Все это означает, что поглощающая свет субстанция распределена в межзвездном пространстве крайне неоднородно, образуя отдельные конденсации или облака.

Что же это за субстанция? Сейчас уже представляется доказанным, что поглощение света обусловлено *межзвездной пылью*, т. е. твердыми микроскопическими частицами вещества, размерами меньше микрона. Эти пылинки имеют сложный химический состав (графит, силикаты, «загрязненные» льдинки и пр.). Установлено, что пылинки имеют до-

вольно вытянутую форму и в какой-то степени «ориентируются», т. е. направления их вытянутости имеют тенденцию «выстраиваться» в данном облаке более или менее параллельно. По этой причине проходящий через тонкую среду звездный свет становится частично поляризованным, причем степень поляризации (которая коррелируется с покраснением цвета, обусловленным поглощением) достигает 1—2%. Причиной, вызывающей ориентацию пылинок, является наличие в межзвездном пространстве очень слабых магнитных полей. Для того чтобы объяснить наблюдаемую поляризацию света удаленных звезд, необходимо предположить, что величина этого поля порядка 10^{-5}—10^{-6} эрстед. В дальнейшем мы еще не раз будем говорить о межзвездном магнитном поле. Здесь только заметим, что другие, более совершенные методы его измерения подтверждают приведенную выше оценку.

Исключительно важное значение имеет вопрос об ионизации межзвездного газа и связанный с этим вопрос о его *температуре*. Необходимо, однако, подчеркнуть, что понятие «температура» применительно к межзвездному газу отнюдь не является элементарным. Дело в том, что это понятие, строго говоря, применимо только к телам, находящимся в состоянии *термодинамического равновесия.* Последнее предполагает одновременное выполнение целого ряда условий. Например, спектральная плотность излучения должна описываться формулой Планка, полная плотность энергии — законом Стефана — Больцмана, согласно которому последняя пропорциональна четвертой степени температуры, распределение скоростей различных атомов, ионов, а также электронов — законом Максвелла, распределение атомов, молекул и ионов по различным квантовым состояниям — формулой Больцмана. Во все эти законы и формулы, как известно, входит важный параметр, имеющий смысл *температуры.* Например, в распределение скоростей Максвелла входит *кинетическая* температура, в формулу Больцмана — *температура возбуждения* и пр. Если тело (или система) находится в состоянии термодинамического равновесия, то все эти параметры — «температуры» должны быть равны друг другу и тогда они называются просто *температурой* тела.

Легко убедиться, что даже в привычных для нас естественных земных условиях термодинамическое равновесие, как правило, не реализуется. Например, когда мы говорим о температуре воздуха, всегда следует уточнение: «в тени». Очень наглядно можно убедиться в полном отсутствии термодинамического равновесия на следующем простом примере. Зададимся вопросом: какова температура нашей комнаты солнечным днем? Казалось бы, ответить просто: около 20 градусов шкалы Цельсия или 293 градуса шкалы Кельвина — кельвинов (K). Но с тем же основанием я могу утверждать, что температура комнаты... 5700 K. Почему? Да потому, что вся комната наполнена прямым и рассеянным солнечным светом, спектральный состав которого примерно такой же, как у солнечного излучения. Ну, а спектр Солнца очень близок к спектру абсолютно черного тела, нагретого до температуры 5700 K. В то же время следует иметь в виду, что *плотность энергии* солнечного излучения в комнате может быть в сотню тысяч раз меньше, чем на поверхности Солнца: ведь по мере удаления от Солнца поток его излучения изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния. Какой же смысл имеет бытующее представление о том, что температура комнаты 20 градусов Цельсия? Неявно мы при этом говорим о *кинетической* температуре, т. е. параметре максвеллова распределения скоростей молекул воздуха, заключенных в нашей комнате. Между тем 5700 K есть *цветовая* температура излучения, заполняющая эту комнату. Таким образом, на этом простейшем примере видно, сколь велики отклонения от термодинамического равновесия даже в самых обычных условиях. Заметим, кстати, что сама жизнь как весьма сложный физико-химический процесс возможна только при отсутствии термодинамического равновесия. Строгое термодинамическое равновесие — это смерть. Можно ли говорить о температуре в межзвездном пространстве, где отклонения от термодинамического равновесия исключительно велики? Оказывается, что можно, если каждый раз оговаривать, о какой «температуре» идет

речь. Чаще всего приходится говорить о кинетической температуре межзвездной среды, которая может меняться в довольно широких пределах (см. ниже). С другой стороны, межзвездное пространство наполнено излучением от огромного количества звезд. Поэтому цветовая температура этого излучения такая же, как у звезд, т. е. измеряется тысячами и десятками тысяч кельвинов. Если мы рассматриваем, например, область межзвездного пространства на расстоянии нескольких десятков световых лет от горячей звезды — гиганта спектрального класса O—B (см. § 1), то цветовая температура там будет 20—40 тысяч кельвинов. Наоборот, на таком же расстоянии от красного сверхгиганта цветовая температура может быть около 3 тысяч кельвинов. В то же время *плотность* излучения в межзвездном пространстве исключительно мала. Она во столько же раз меньше плотности излучения на поверхности ближайшей звезды, во сколько раз телесный угол, под которым из какой-нибудь точки межзвездного пространства виден диск звезды, меньше, чем 2π[1]. Если подсчитать это отношение, то окажется, что оно около 10^{-15}. В межзвездном пространстве средняя плотность лучистой энергии около 1 электронвольта на кубический сантиметр или 10^{-12} эрг/см^3. Следовательно, так как энергия каждого из световых квантов около 3 электронвольт, на кубический сантиметр межзвездного пространства приходится меньше одного кванта. В то же время энергии этих квантов примерно такие же, как в звездных атмосферах, где плотность квантов неизмеримо больше. В этом смысле образно говорят, что поле излучения в межзвездном пространстве сильно «разжижено». Заметим, что и в нашей комнате, и вообще на Земле, излучение также «разжижено». Температура межзвездной среды, определяемая по плотности заполняющего ее излучения, исключительно низка — порядка нескольких кельвинов. Именно такую температуру должны иметь поверхности твердых пылинок, находящиеся в межзвездном пространстве в тепловом равновесии с окружающим их полем «разжиженного» излучения: ведь такие пылинки должны поглощать ровно столько же, сколько они излучают.

Крайнее несоответствие между высокой цветовой температурой излучения, заполняющего межзвездную среду, и его очень низкой плотностью является едва ли не основным фактором, определяющим своеобразие физических условий в этой среде. Рассмотрим конкретный, очень важный для дальнейшего, пример. Речь пойдет о фотоионизации межзвездных атомов при поглощении ими ультрафиолетовых квантов «разжиженного» излучения. В процессе такой ионизации «освободившиеся» от атомов электроны приобретают кинетическую энергию, определяемую известным уравнением Эйнштейна:

$$h\nu = \chi + \frac{m_e V^2}{2}, \tag{2.1}$$

где ν — частота кванта поглощенного излучения, χ — потенциал ионизации, определяющий энергию связи электрона в атоме. Из этой формулы, опирающейся на основные представления квантовой теории, следует, что кинетическая энергия фотоэлектрона определяется *только* частотой поглощенного кванта. Она совершенно не зависит от *плотности* таких квантов в окружающем пространстве. Поэтому кинетические энергии фотоэлектронов в межзвездном пространстве будут такими же, как в атмосферах звезд, т. е. довольно высокими, порядка нескольких электронвольт. Сталкиваясь между собой, эти электроны сравнительно быстро установят максвеллово распределение скоростей, следовательно, можно будет говорить об их *кинетической температуре.* С другой стороны, по причине неупругих столкновений с атомами электроны будут непрерывно терять энергию. В результате «баланса» между «потерянной» таким образом и «приобретенной» (при фотоионизации) энергиями температура межзвездной среды около горячих звезд устанавливается на довольно высоком уровне около 10 000 K.

[1] А не 4π, как может показаться, потому что на поверхности звезды поток излучения направлен только наружу, т. е. даже там условие термодинамического равновесия не выполняется.

Низкая плотность излучения в межзвездном пространстве в сочетании с крайне низкой плотностью межзвездного газа имеет и другое очень важное следствие, о котором мы уже упоминали раньше. Так как по этой причине процессы поглощения излучения атомами будут происходить очень редко, возбужденные каким-либо образом атомы и молекулы будут без всяких препятствий переходить в основное состояние, излучая при этом соответствующие кванты. Это будет иметь место и тогда, когда возбужденные уровни «метастабильны», т. е. атомы могут находиться на них аномально долго. В условиях земных лабораторий благодаря столкновениям и процессам поглощения света, связанным с переходами атомов на «вышележащие» уровни, переход с метастабильного уровня на основной не сопровождался бы излучением квантов соответствующей частоты. В условиях же межзвездной среды находящийся на метастабильном уровне атом может достаточно долго «ждать» — ведь ему никакие столкновения или поглощения не мешают — ив конце концов перейти на основной уровень, излучив квант спектральной линии, называемой у спектроскопистов «запрещенной»[1].

Так как никакие процессы взаимодействия возбужденных атомов с веществом и излучением «не успевают» произойти, практически все атомы, ионы и молекулы могут совершать переходы только «вниз», в основное состояние, излучая соответствующие кванты. Переходы «вверх», т. е. в состояние с более высокой энергией, возможны только для атомов, находящихся в самом «глубоком», основном состоянии. Как правило, такие процессы связаны с поглощением ультрафиолетовых квантов, так как частоты резонансных линий и потенциалы ионизации атомов и ионов достаточно велики. Таким образом, в межзвездной среде должен происходить очень важный процесс «переработки» квантов: атомы поглощают ультрафиолетовые кванты, а потом, после рекомбинации на возбужденные уровни и ряда «каскадных» переходов «вниз», на основной уровень, излучают менее энергичные кванты, длины волн которых находятся в оптическом диапазоне. Такой процесс в лабораторной физике носит название «флуоресценции».

В межзвездном пространстве типичной является следующая ситуация. Облако межзвездного газа, находящееся в сравнительной близости от горячей (и поэтому сильно излучающей в ультрафиолетовой части спектра) звезды поглощает кванты, способные ионизовать водород. Длина волны таких квантов должна быть меньше 912 Å. Из-за поглощения этих квантов подавляющая часть водородных атомов в облаке становится ионизованными. Электроны, рекомбинируя с протонами, будут излучать уже кванты в видимой и инфракрасной областях, например, в линиях бальмеровской серии. Те нее электроны, сталкиваясь с атомами и ионами кислорода, азота, серы и других элементов, будут возбуждать имеющиеся у них метастабильные уровни. Последние будут беспрепятственно «высвечиваться», излучая при этом запрещенные линии.

Области межзвездного газа, расположенные в сравнительной близости от горячих звезд-гигантов спектральных классов O и B, обязательно должны быть полностью ионизованными. Будет ли, однако, ионизован весь межзвездный газ? Расчеты, подкрепленные наблюдениями (см. ниже), показывают, что в большей части межзвездной среды водород будет *не ионизован*. Горячие звезды способны ионизовать водород вокруг себя только до определенного расстояния, зависящего как от мощности ультрафиолетового излучения звезды, так и от плотности межзвездной среды. Таким образом, «топология» ионизации межзвездной среды выглядит весьма своеобразно: вокруг горячих звезд имеются замкнутые полости (в идеальном случае постоянной плотности межзвездной среды — сферы), где водород ионизован, в то время как между полостями водород нейтрален. Области межзвездной среды, где водород ионизован, называются «зоны H II», а области нейтрального водорода — «зоны H I». Радиус какой-нибудь зоны H II определяется из баланса ионизации внутри нее: количество поглощенных в этой зоне за единицу времени ультрафиолетовых

[1] У этого правила есть важные исключения, о которых речь будет идти ниже.

квантов (которые излучаются горячей звездой) равно количеству рекомбинаций между протонами и электронами. Так как каждый поглощенный квант приводит к появлению пары ионов, в тс время как каждый акт рекомбинации уничтожает пару ионов, наше условие просто означает неизменность состояния ионизации со временем. Запишем это условие математически:

$$\frac{4}{3}\varphi R^3 \alpha N_e N_i = \frac{L(T)}{h\nu}, \tag{2.2}$$

где R — радиус зоны ионизации, которую мы предполагаем сферической, $\alpha N_e N_i$ — число рекомбинаций в единице объема за секунду, $N_e = N_i$ — концентрации электронов и ионов, α — коэффициент рекомбинации, $L(T)$ — мощность ультрафиолетового излучения звезды, зависящая от температуры ее поверхности, $h\nu$ — средняя энергия ультрафиолетовых квантов. Из формулы (2.2) следует, что

$$R = \varphi(T) \cdot N_e^{-2/3}. \tag{2.3}$$

Расчеты показывают, что при $N_e \sim 1$ см$^{-3}$ (величина, недалекая от действительности; см. ниже) для звезд спектральных классов O и B величина R может достигнуть многих десятков парсек. Внутри этой огромной области находятся десятки тысяч звезд. Интересно, что переход между зонами H II и H I очень резок: на протяжении каких-нибудь сотых долей парсека межзвездный водород из состояния почти 100%-ной ионизации переходит в нейтральное состояние.

Все поглощенное ультрафиолетовое излучение центральной горячей звезды зона H II «перерабатывает» в «видимые» и «инфракрасные» кванты бальмеровской и пашеновской серий водорода и в запрещенные линии, а также в ультрафиолетовые кванты линии «лайман-альфа». Поэтому для наблюдателя такая зона должна представлять собой неправильной формы протяженный объект, более или менее сильно излучающий в отдельных спектральных линиях. Но это есть не что иное, как *газовые туманности*, наиболее яркие из которых (например, в созвездии Ориона) уже очень давно известны астрономам. Излучение единицы объема такой туманности обусловлено различного рода столкновениями между электронами и ионами, приводящими к появлению атомов и ионов в возбужденных состояниях. Поэтому указанное излучение должно быть пропорционально квадрату плотности N_e^2. Основной характеристикой, определяющей условия наблюдения туманностей, является их поверхностная яркость, которая пропорциональна произведению излучения единицы объема на протяженность излучающей области по лучу зрения R. Следовательно, *поверхностная яркость* туманности I пропорциональна величине $N_e^2 R$, называемой «мерой эмиссии».

На рис. 2.3—2.5 приведены несколько фотографий областей H II— газовых туманностей. Эти фотографии получены через фильтр, пропускающий красную водородную линию H_α. Хорошо видно сложное распределение яркости у этих объектов. Следует, однако, иметь в виду, что «клочковатая» структура поглощающих свет пылевых облаков (проектирующихся на туманности либо находящихся в них) сильно искажает действительную картину распределения яркости.

Зная из астрономических наблюдений поверхностную яркость туманности, всегда можно получить соответствующую ей меру эмиссии. Если при этом известна ее протяженность по лучу зрения R, то сразу же определяется величина N_e, т.е. плотность межзвездного газа. Следует, однако, подчеркнуть, что по причине весьма неоднородного распределения межзвездного газа таким образом определенная плотность имеет смысл некоторого среднего значения. Оказывается, что в облаках межзвездного газа средняя плотность — около 10 ионизованных атомов водорода на кубический сантиметр. Отдельные, очень плотные облака имеют концентрацию атомов порядка нескольких тысяч на кубический сантиметр и больше. Такие плотные облака наблюдаются как очень яркие туманности. Концентрация атомов в межзвездном пространстве между облаками по крайней мере в сотню раз

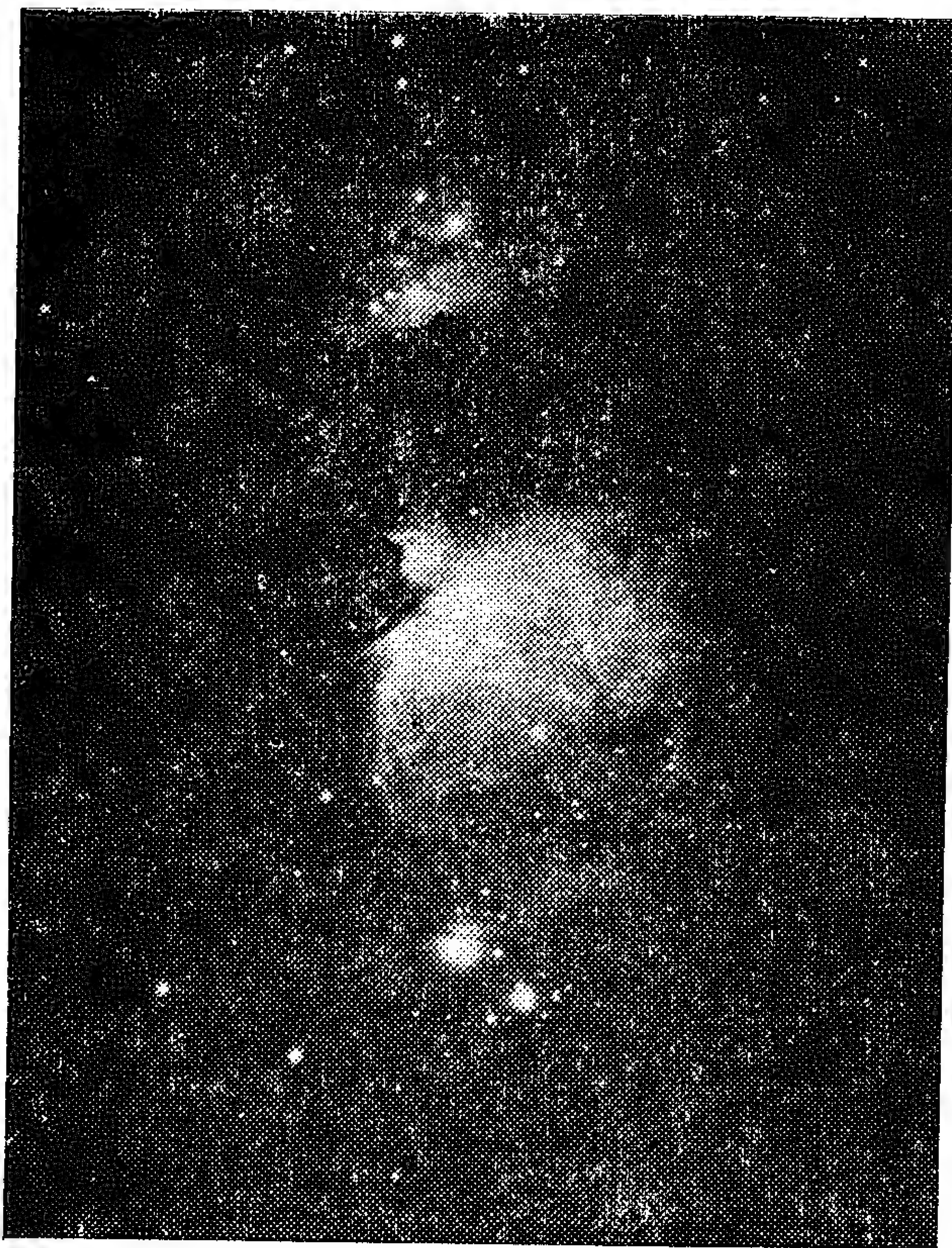


Рис. 2.3. Фотография туманности Ориона.

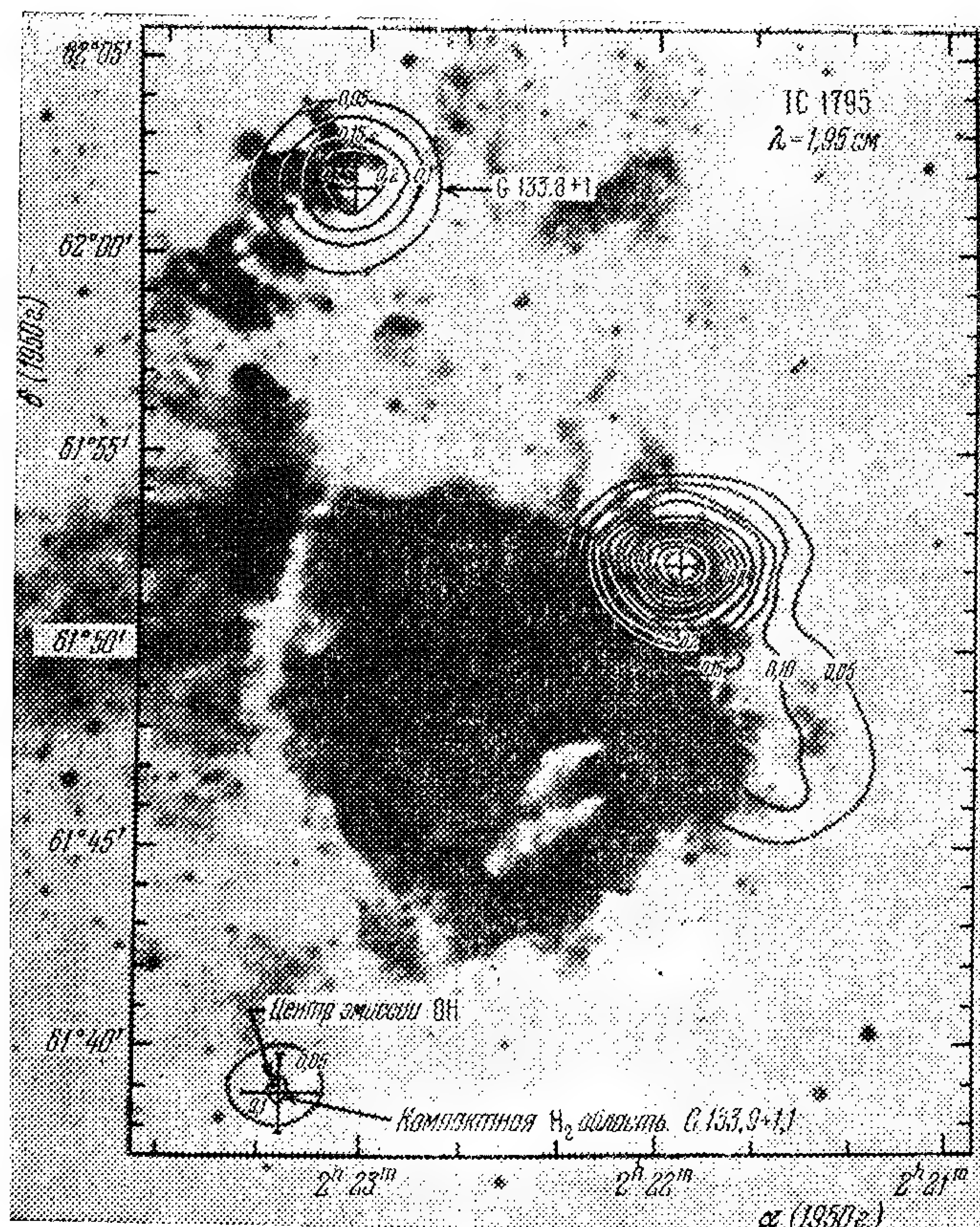


Рис. 2.4. Фотография туманности W 3.



Рис. 2.5. Фотография туманностей «Северная Америка» и «Пеликан».

меньше, чем в облаках. Концентрации атомов в облаках межзвездного газа, где водород не ионизован (зоны H I), с большой надежностью находятся из анализа ультрафиолетовых линий поглощений этого газа в спектрах звезд, получаемых на орбитальных астрономических обсерваториях. В частности, по спектрограммам, полученным на спутнике «Коперник», можно сделать *количественный* химический анализ межзвездной среды. Для исследовавшихся таким образом облаков, проектирующихся на сравнительно близкие к нам звезды, концентрация водорода оказалась порядка нескольких сотен на кубический сантиметр.

Тщательный анализ спектров, полученный на «Копернике» от сравнительно близких (находящихся от нас на расстоянии от 20 до 150 пс) звезд, лишенных какого бы то ни было покраснения, обусловленного космической пылью, позволил исследовать физические свойства весьма разреженной межзвездной среды, находящейся между облаками. В этом случае интенсивность межзвездных линий поглощения очень мала. В основном наблюдались резонансные линии однократно ионизованных атомов. Создается впечатление, что тяжелых элементов в межоблачной среде относительно меньше, чем в облаках. Концентрация водорода в межоблачной среде меняется в довольно широких пределах от 0,2 до 0,02 $см^{-3}$.

Межзвездный газ в Галактике концентрируется в очень тонком слое около ее плоскости симметрии. Толщина этого слоя не превышает 200 пс, а *средняя* концентрация частиц в нем около 1 $см^{-3}$. Такой средней концентрации атомов соответствует средняя плотность около 10^{-24} г/$см^3$. Заметим, что средняя плотность межзвездной пыли приблизительно в

сто раз меньше. Любопытно отметить, что плотность тяжелых элементов в межзвездном газе (т.е. всех элементов, исключая водород и гелий) около 10^{-26} г/см^3. Так как межзвездные пылинки состоят преимущественно из тяжелых элементов, это означает, что примерно половина всех тяжелых элементов в межзвездной среде «связана» в твердых частицах, между тем как вторая половина находится в газообразном состоянии. Это удивительное обстоятельство, которое пока ещё не нашло объяснения, должно иметь большое значение для понимания происхождения межзвездной пыли.

Итак, концентрация атомов межзвездного газа по крайней мере в миллиард миллиардов раз меньше, чем в земной атмосфере. Тем более парадоксальным является утверждение, что межзвездный газ отнюдь не является вакуумом! В самом деле, что такое вакуум? Оказывается, далеко не всякий, даже очень разреженный газ можно считать вакуумом. Только тогда, когда длина свободного пробега частиц газа больше, чем размеры объема, в котором этот газ находится, можно говорить о вакууме. Например, в газоразрядной трубке концентрация атомов газа может быть 10^{12} см$^{-3}$. Тогда длина свободного пробега $l \sim 1/n\sigma$, где $\sigma \sim 10^{-15}$ см^2 — поперечное сечение атомов при столкновениях. Если длина трубки меньше метра, можно говорить о вакууме. В межзвездном пространстве при $n \sim 1$ см$^{-3}$ $l \sim 10^{15}$ см, т. е. $3 \cdot 10^{-4}$ пс, между тем как толщина газового диска в Галактике около 200 пс. При таких условиях ни о каком вакууме не может быть речи. Межзвездный газ — это непрерывная, сжимаемая среда, континуум. К нему полностью применимы законы газовой динамики. По этой непрерывной среде распространяются волны, например, ударные. В частности, об одном важном типе ударных волн в межзвездной среде, вызванном взрывом звезд, речь будет идти в § 16. Эта среда охвачена сложным, турбулентным движением, по ней обычно проходит мелкая «рябь», о которой разговор будет идти в § 21. Следует еще иметь в виду, что эта непрерывная среда обладает довольно высокой электропроводностью, так как она либо полностью (в зонах H II), либо частично (в зонах H I) ионизована. Из-за высокой проводимости межзвездной среды наличие в ней межзвездных магнитных полей приводит к очень интересным эффектам. Магнитные силовые линии как бы «приклеены» к межзвездному газу и следуют за причудливыми движениями его облаков. Часто межзвездное магнитное поле, если оно достаточно сильно, как бы «контролирует» движения облаков, запрещая им двигаться поперек силовых линий. Очень важная ветвь современной физики, имеющая большое прикладное значение — магнитная гидродинамика — родилась в астрономии, в частности, при исследовании природы межзвездного газа.

Если до войны астрономы ограничивались только изучением специфических процессов взаимодействия межзвездного газа и поля «разжиженного» излучения, то в послевоенный период все большее значение приобретает магнитно-гидродинамический аспект этой проблемы. Особенно большое значение этот аспект имеет для центральной проблемы, которая нас интересует — образования звезд из межзвездной среды путем конденсации последней. Этой проблеме будет посвящен следующий параграф.

До сих пор, говоря о межзвездном газе, мы имели в виду преимущественно зоны H II, излучающие спектральные линии в оптическом диапазоне длин волн и поэтому с особой тщательностью исследуемые методами оптической астрономии. До войны информация (весьма скудная!) о зонах H I могла быть получена только путем изучения межзвездных линий поглощения. Этот метод получил существенное развитие в послевоенные годы в связи с успехами внеатмосферной астрономии. После войны в связи с развитием радиоастрономии началась новая эпоха в исследованиях межзвездного газа. Еще в 1944 г. голландский студент-астроном ван де Хулст (ныне он директор обсерватории Лейденского университета) выдвинул блестящую идею, суть которой сводится к следующему: если два атомных уровня находятся очень близко друг к другу (т. е. очень мало отличаются по своим энергиям), то переход атома с «верхнего» уровня на «нижний» будет сопровождаться излучением кванта, длина волны которого приходится на радиодиапазон. И как важней-

ший пример такого перехода, молодой голландский астроном указал на атом водорода, находящийся в самом «глубоком» квантовом состоянии. Уже давно известно, что этому состоянию соответствуют два очень близких уровня. Разность энергии между указанными двумя уровнями есть результат взаимодействия собственных магнитных моментов, образующих водородный атом протона и электрона. В свою очередь магнитные моменты связаны со спинами соответствующих элементарных частиц. Это давно уже известное в спектроскопии явление наблюдается как расщепление спектральных линий на несколько очень близких друг к другу компонент (так называемая «сверхтонкая структура»). По оценке ван де Хулста переход между «верхним» и «нижним» уровнями сверхтонкой структуры атома водорода должен сопровождаться излучением линии с длиной волны 21 см. Спустя четыре года, случайно узнав об идее ван де Хулста и весьма заинтересовавшись ею, автор этой книги произвел детальный теоретический анализ этой идеи. Прежде всего надо было оценить, как долго будет находиться атом водорода на «верхнем» уровне сверхтонкой структуры, пока он самопроизвольно перейдет на нижний уровень, излучив квант в линии 21 см. Ведь от этого зависит интенсивность этой линии, т. е. сама возможность ее наблюдения, что прежде всего интересовало астрономов. Оказалось, что это время τ непомерно длинно, целых 11 миллионов лет! Напомню, что обычная продолжительность жизни в возбужденном состоянии у атомов, излучающих «оптические» линии, около стомиллионной доли секунды!

Находящийся на верхнем уровне сверхтонкой структуры атом водорода с гораздо большей вероятностью перейдет на нижний уровень без излучения кванта 21 см. Это будет иметь место при обычных столкновениях между атомами водорода. Для атома водорода, находящегося в облаке межзвездного газа, промежуток времени между двумя такими столкновениями будет «всего лишь» несколько сотен лет — срок относительно ничтожный. С другой стороны, такие же столкновения будут приводить к возбуждению верхнего уровня сверхтонкой структуры. В результате установится некоторое равновесное распределение атомов по уровням сверхтонкой структуры, при котором на верхнем уровне атомов будет в три раза больше, чем на нижнем. Имея в виду это обстоятельство, можно написать выражение для излучения единицы объема в квантах линии 21 см:

$$\varepsilon = \frac{3}{4} n_{\mathrm{H}} A_{21} h\nu, \tag{2.4}$$

где $A_{21} = 1/\tau$ — вероятность перехода, сопровождающегося излучением кванта 21 см, $h\nu$ — энергия этого кванта, n_{H} — концентрация атомов водорода. Интенсивность этого излучения найдется по обычной формуле:

$$I = \frac{1}{4\pi} \varepsilon R, \tag{2.5}$$

где, как и раньше, R означает протяженность излучающей области по лучу зрения. Формула (2.5) справедлива только тогда, когда излучение не поглощается самими излучающими атомами. В нашем случае, как оказывается, это не так. Однако даже с учетом самопоглощения интенсивность линии 21 см настолько велика, что чувствительность послевоенной радиоастрономической аппаратуры была вполне достаточна, чтобы эту линию обнаружить.

Линия 21 см должна иметь совершенно определенный профиль (т. е. не быть бесконечно узкой). Дело в том, что излучающие эту линию атомы межзвездного нейтрального водорода участвуют в нескольких движениях, что по причине эффекта Доплера приводит к расширению линии. Атомы межзвездного водорода, во-первых, имеют тепловые скорости, соответствующие их кинетической температуре, во-вторых, отдельные облака межзвездного газа движутся как целое со скоростью около 10 км/с. Наконец межзвездный газ, так

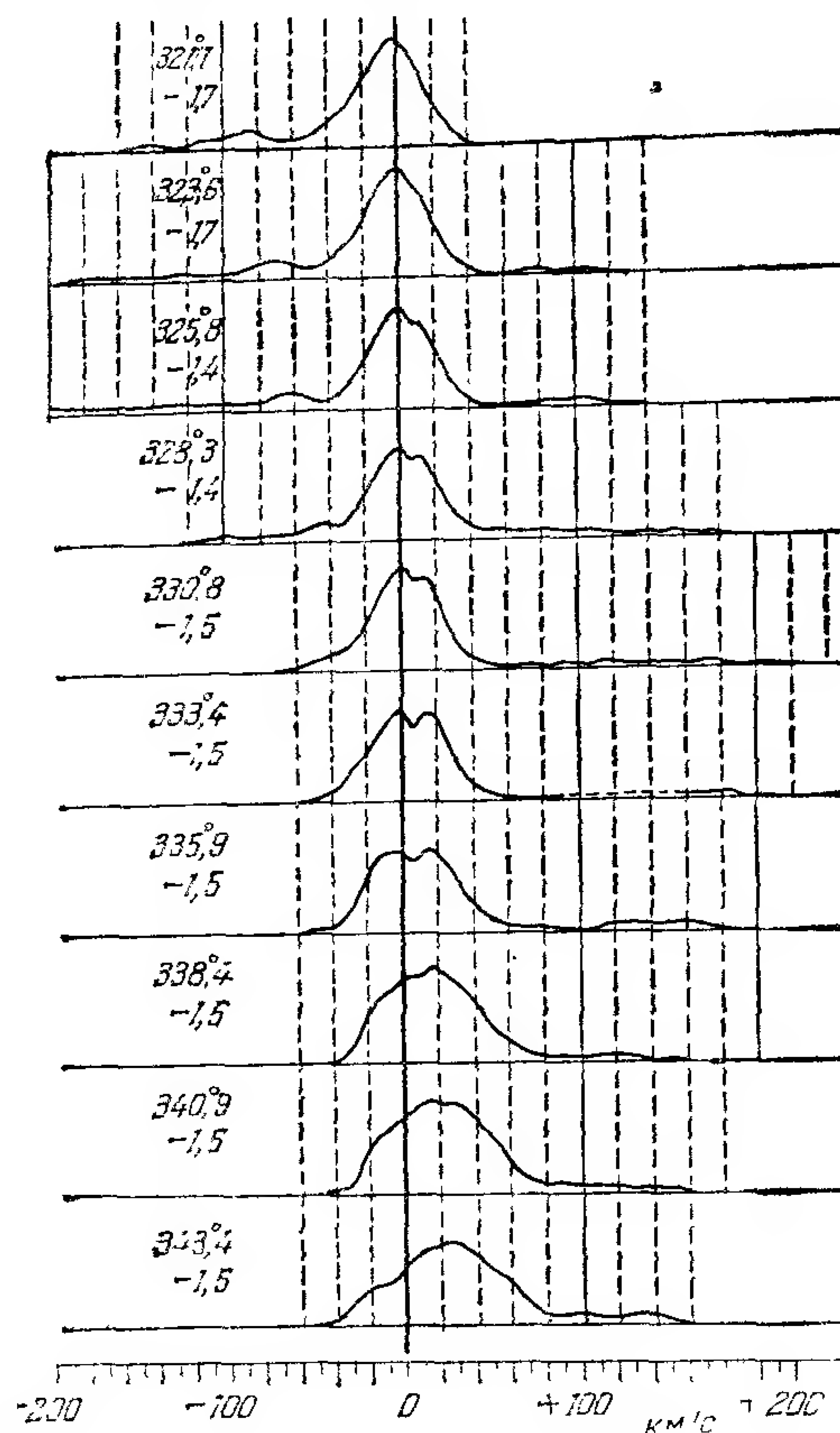


Рис. 2.6. Профиль радиолинии 21 см.

же как и звезды, участвует в галактическом вращении. Скорость галактического вращения весьма велика — в окрестностях Солнца она около 200 км/с, причем само вращение носит довольно сложный, отнюдь не «твердотельный» характер. На профиль радиолинии 21 см должно влиять *дифференциальное* галактическое вращение, точнее, обусловленная этим вращением разность лучевых скоростей какой-нибудь области межзвездной среды и Солнца. Дифференциальное галактическое вращение зависит от галактической долготы.

После того как она была теоретически предсказана и рассчитана, линия 21 см была обнаружена в 1951 г. в США, Австралии и Голландии, На рис. 2.6 приведено несколько профилей радиолинии водорода 21 см. Типичная ширина линии (в шкале частот) порядка нескольких десятков килогерц. Из таких профилей можно было получить исключительно богатую информацию о зонах HI, Прежде всего оказалось, что кинетическая температура там около 100 K, причем местами она опускается до немногих десятков градусов[1]. Низкая температура зон H I объясняется отсутствием там процессов фотоионизации водорода, В результате фотоионизации в газе появляется значительное количество довольно энергичных, фотоэлектронов, которые, сталкиваясь с атомами и ионами, передают им свою энергию, т. е. «греют» их (см. выше). Такой мощный «нагреватель» в зонах H I отсутствует.

Не следует, однако, думать, что в зонах H I совсем нет свободных электронов. Они есть, но их там в тысячи раз меньше, чем в зонах H II, В зонах H I электроны образуются, главным образом, по причине ионизации атомов космическими лучами сравнительно небольших энергий (порядка нескольких миллионов электрон-вольт), которых там довольно много[2], а также мягким рентгеновским излучением, пронизывающим всю Галактику

[1]Примерно такая же температура была получена на спутнике «Коперник» из анализа ультрафиолетовых линий поглощения.

[2]В окрестностях Земли наблюдаются первичные космические лучи с энергией, превышающей миллиард электронвольт. Но это не значит, что в межзвездном пространстве нет космических лучей с энергией,

(см. § 23). Кроме того, электроны в зонах H I будут образовываться и путем обычной фотоионизации элементов, у которых потенциал ионизации меньше, чем у водорода, К числу таких элементов в первую очередь относится углерод.

Этот элемент играет особенно большую роль в тепловом балансе зон H I, так как действует там как весьма эффективный «холодильник». Дело в том, что если бы энергия образующихся при ионизации электронов в конце концов не покидала бы облака межзвездной среды в виде излучения, даже ничтожно малая ионизация, действуя длительное время, разогрела бы холодный газ до высокой температуры, определяемой условием $kT = \varepsilon$ (где ε — средняя энергия фотоэлектронов). Образующиеся при ионизации электроны, сталкиваясь с атомами, непрерывно передавали бы им свою кинетическую энергию, а следовательно, нагревали бы. Но этого не происходит. Ведь наряду с «упругими» столкновениями между электронами и атомами, сопровождающимися передачей кинетической энергии от электронов к атомам, будут иметь место и «неупругие» столкновения, приводящие к возбуждению атомов и последующему излучению квантов. Благодаря таким столкновениям кинетическая энергия электронов трансформируется в излучение.

Не все атомы «равноценны» для неупругих столкновений. Очевидно, что если энергия возбуждения у какого-нибудь сорта атомов слишком велика, только ничтожная доля электронов будет обладать кинетической энергией, достаточной для возбуждения. Поэтому механизм «оттока» энергии путем возбуждения этих атомов будет неэффективен. Наиболее эффективными для охлаждения газа будут такие атомы (или молекулы), у которых энергия возбуждения близка к тепловой энергии электронов, хотя таких атомов может быть сравнительно немного. Именно такими свойствами обладают атомы углерода — как ионизованного, так и нейтрального. В зонах H I, как уже говорилось выше, атомы углерода ионизованы. Их уровень возбуждения соответствует тепловой энергии частиц при температуре 92 K. В межзвездной среде в зонах H I должно быть тепловое равновесие — сколько энергии газ приобретает по причине нагрева из-за ионизации, столько же он должен терять из-за излучения возбужденных столкновениями атомов углерода. В результате такого равновесия и устанавливается некоторая постоянная кинетическая температура порядка нескольких десятков градусов. Именно такая температура и получается из анализа профилей радиолинии 21 см в облаках. Таким образом, атомы углерода как бы «термостатируют» эти облака.

Заметим в этой связи, что в «горячих» зонах H II также имеет место тепловое равновесие. Однако в этом случае роль «термостата» выполняют ионизованные атомы кислорода и азота, у которых возбужденные уровни расположены значительно выше, чем у углерода. При возбуждении этих уровней как раз излучаются запрещенные линии, о которых речь шла раньше. В результате теплового равновесия в зонах H II кинетическая температура устанавливается на уровне около 10 000 K, что соответствует средней кинетической энергии имеющихся там частиц (ионов, электронов) около 1 электронвольта. Между тем средняя кинетическая энергия электронов, образовавшихся после ионизации водорода «ультрафиолетовыми» квантами, в несколько раз выше.

Вернемся, однако, к зонам H I, где нагрев газа осуществляется главным образом благодаря его ионизации «мягкими» космическими лучами и рентгеновскими квантами. Если бы мы знали концентрацию космических лучей и рентгеновских квантов, то могли бы точно вычислить кинетическую температуру газа и степень ионизации в зависимости от его плотности. С другой стороны, температура и плотность облаков известны из радиоастрономических наблюдений, поэтому не представляет труда рассчитать концентрацию космических лучей и рентгеновских квантов. Если известны температура и плотность

меньшей, чек миллиард электронвольт. Просто сравнительно мягкие космические лучи «не доходят» до Земли. Они не могут попасть в Солнечную систему, так как «выталкиваются» из нее намагниченными облаками очень разреженной плазмы, выбрасываемыми из Солнца («солнечный ветер»).

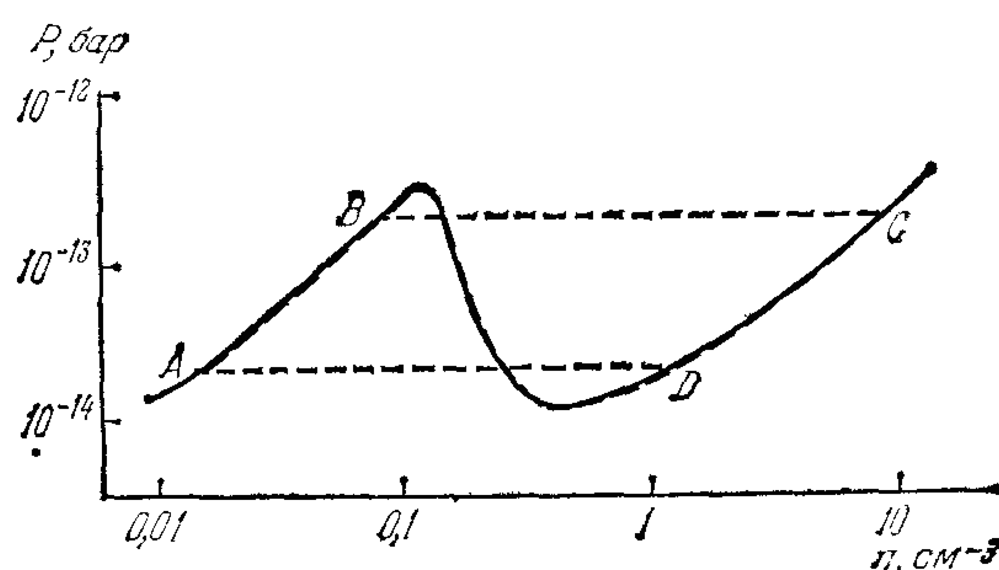


Рис. 2.7. Зависимость давления в облаках межзвездного газа от плотности.

газа, то тем самым известно его давление. Вычисленная таким образом зависимость давления межзвездного газа от его плотности (точнее, от пропорциональной ей концентрации частиц газа) приведена на рис. 2.7. Эта кривая имеет довольно своеобразный вид, напоминающий известную из молекулярной физики кривую ван дер Ваальса. Мы сейчас увидим, что это сходство далеко не случайно.

Из этой кривой следует, что при малых концентрациях межзвездного газа (до 0,1 см$^{-3}$) давление растет с ростом концентрации, причем кинетическая температура держится на характерном для зон H II уровне 7000—10 000 K. При концентрациях, превышающих 0,1 см$^{-3}$, температура газа резко падает до значения, характерного для зон H I, что приводит к уменьшению давления с ростом концентрации. При дальнейшем увеличении концентрации температура газа, почти достигая своего минимального значения, уменьшается медленно. Поэтому рост плотности «перевешивает» уменьшение температуры и давление снова начнет расти. Из этой кривой видно, что существует такой интервал давлений (от $3 \cdot 10^{-13}$ до 10^{-14} бар), при котором одному определенному значению давления соответствуют три значения плотности газа (BC). Состояние газа, как известно, считается заданным, если для него известны давление и плотность (или температура). Мы можем, следовательно, сделать вывод, что одному определенному значению давления межзвездного газа соответствуют три его различных состояния. На том участке изображенной на рис. 2.7 кривой, где давление падает с ростом плотности, состояние газа является неустойчивым: любое случайное малое уплотнение какой-нибудь части газа будет сильно расти, так как при таком уплотнении внутреннее давление этой части газа уменьшается, а оставшееся «нескомпенсированным» внешнее давление от окружающего газа (которое не изменилось) начнет ее сжимать. Сжатие будет происходить до тех пор, пока точка, описывающая состояние сжимаемого газа, не переместится вдоль изображенной на рис. 2.7 кривой в области, где давление начнет расти с ростом плотности. Таким образом, межзвездный газ находится в состоянии тепловой неустойчивости: первоначально однородный, он неизбежно должен разделиться на две «фазы» — сравнительно плотные облака и окружающую их весьма разреженную среду. Тепловая неустойчивость межзвездного газа является, таким образом, одной из важнейших причин его «клочковатой», облачной структуры. Такая структура хорошо наблюдается на волне 21 см. Размеры, плотность и скорость облаков нейтрального водорода сходны с облаками ионизованного водорода в зонах H II. Следовательно, природа облачной структуры как в областях межзвездной среды, где водород нейтрален, так и областях ионизованного водорода должна быть одинаковой. Обрисованная выше картина тепловой неустойчивости межзвездного газа, развитая трудами известного советского астронома С. Б. Пикельнера, дает этому вполне удовлетворительное объяснение.

Важнейшим результатом исследований на волне 21 см является вывод о том, что сравнительно плотные облака межзвездного нейтрального водорода, в частности, «газово-пылевые комплексы» (о них см. следующий параграф), группируются вдоль ветвей спиральной структуры Галактики. Аналогичное явление имеет место и для оптически

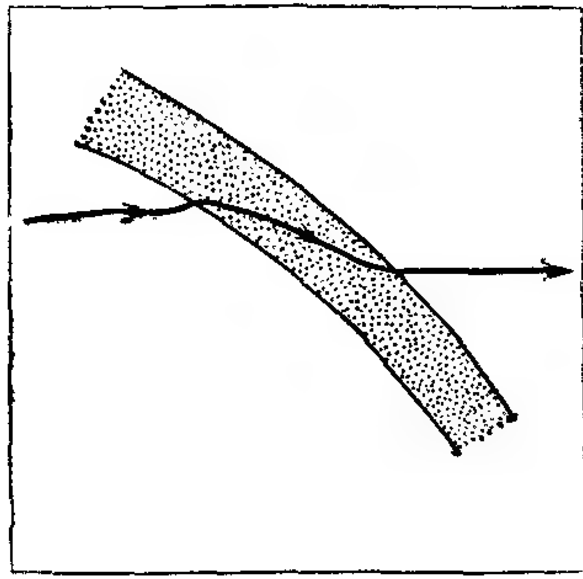


Рис. 2.8. Схема движения звезд через спиральный рукав.

наблюдаемых зон H II, но в этом случае, из-за поглощения света в космической пыли, спиральная структура Галактики не может быть прослежена на больших расстояниях от Солнца. Тот факт, что сравнительно плотные зоны H II группируются в спиральные рукава, вместе с тем означает, что массивные горячие звезды спектральных классов O и B также группируются в спиральных рукавах. Это, конечно, не случайно и, как мы увидим в следующем параграфе, имеет прямое отношение к проблеме происхождения звезд.

Что же такое спиральные рукава? Каково их происхождение? Мы не можем пройти мимо вопроса о происхождении спиральной структуры нашей и других звездных систем, так как эмпирически ясно, что процесс звездообразования происходит как раз там. Долгое время на вопрос о происхождении спиральной структуры галактик давались различные и притом неправильные ответы. Обычно наличие спиральной структуры связывалось с растягиванием облаков межзвездного газа «дифференциальным» вращением Галактики. Известно, что наша звездная система вращается вокруг оси, перпендикулярной к ее плоскости, не как твердое тело, а значительно сложнее. Центральные области Галактики вращаются значительно быстрее, чем периферия. Поэтому вытекающие из центра Галактики облака межзвездного газа, как можно полагать, должны закручиваться и распределяться вдоль некоторой спирали. Отвлекаясь от вопроса о выбрасывании облаков межзвездного газа из центральных областей Галактики, который весьма далек от ясности, укажем только на одну непреодолимую трудность, связанную с этой к концепцией. Дело в том, что за время эволюции Галактики (около 10 миллиардов лет) спиральные рукава должны были бы закрутиться вокруг центра Галактики много десятков раз, так как период галактического вращения в окрестностях Солнца около 200 миллионов лет. Между тем спиральные рукава закручиваются вокруг центра всего лишь несколько раз (см. рис. 2.9). Следовательно, налицо поразительная «устойчивость» рукавов по отношению к дифференциальному вращению Галактики.

Решение этой старой проблемы было получено сравнительно недавно, немногим больше 15 лет назад, американским астрономом китайского происхождения Лином, развившим идеи шведского астронома Линдблада. Основная идея Лина — Линдблада состояла в том, что всякий спиральный рукав представляет собой не некоторое «материальное» образование, а *волну*. Разница между новой и старой трактовками весьма существенна. По старой концепции одни и те же облака как бы «привязаны» к конкретному рукаву, в то время как по новой концепции облака межзвездной среды только «временные» жители рукава. Межзвездный газ втекает в рукава, довольно долго задерживается там, после чего выходит за пределы рукава, а на его место придут другие облака межзвездного газа. Сказанное относится также и к звездам. Именно по этой причине форма рукава (спираль!) оказывается такой стабильной, несмотря на дифференциальное галактическое вращение. Ведь во внутренних частях рукава, по причине более быстрого галактического вращения, образующие его элементы (облака, звезды) быстрее «обновляются». Сам рукав при этом следует пред-

ставлять вращающимся вокруг галактического центра как целое с постоянной угловой скоростью.

На рис. 2.8 показана схема движения звезд через спиральный рукав во внутренней части Галактики. Так как звезды там движутся с большей угловой скоростью, чем рукав, они будут «догонять» его с внутренней стороны. Войдя в него, они благодаря притяжению уже имеющихся там звезд «сбиваются» со своих круговых орбит вокруг галактического центра и движутся через рукав заметно медленнее. Точнее говоря, у звезд уменьшается составляющая скорости, перпендикулярная к оси рукава, поэтому они движутся под сравнительно малым углом к ней и, следовательно, проводят в рукаве сравнительно большое время. По этой причине звездная плотность в рукаве растет, что приводит к увеличению силы гравитационного притяжения на вновь втекающие в рукав звезды. После того как звезды выходят из облаков, они возобновляют свое более быстрое движение вокруг центра, пока опять не догонят рукав.

Аналогичная картина наблюдается и для втекающих в рукав облаков газа. Он также уплотняется. Заметим, что в рукавах имеются как сравнительно плотные облака, так и довольно разреженный межоблачный газ, причем давление в обоих «фазах» одинаково на кривой, изображенной на рис. 2.7, где состояние газа в облаках и межоблачной среде изображается точками B и C. После того как межзвездный газ выйдет из рукавов, его плотность значительно уменьшится, но две фазы — облака и межоблачная среда — сохранятся. Соответствующие состояния изображаются на рис. 2.7 точками A и B. Таким образом, между рукавами также имеются как облака, так и межоблачная среда. Но в то время, как средняя концентрация газа в облаках, находящихся в рукаве, $\sim$ 3—5 см$^{-3}$, между рукавами она $\sim$ 0,2—0,3 см$^{-3}$; между облаками соответствующие величины раз в десять меньше, поэтому их можно наблюдать только методами внеатмосферной «ультрафиолетовой» астрономии (см. выше).

Новый газ, входящий в рукав, довольно резко тормозится уже присутствующим там газом. При такой ситуации могут возникнуть ударные волны. При этом плотность газа скачкообразно увеличивается. На внутренней кромке ударной волны газ нагревается, но немного подальше его температура уже будет «нормальной», соответствующей рис. 2.7. Сжатие газа в ударной волне является, конечно, дополнительным фактором, увеличивающим его плотность. А это, как мы увидим в следующем параграфе, способствует ускорению процесса звездообразования.

Наглядной иллюстрацией правильности нового взгляда на природу спиральных рукавов галактик дает фотография галактики M51, приведенная на рис. 2.9. На этой фотографии хорошо видны темные узкие полосы, идущие вдоль внутренних краев рукавов. Эти полосы обусловлены космической пылью, которая из-за ударной волны уплотняется вместе с газом, входящим в эту часть рукава.

Методом радионаблюдений на волне 21 см во всех деталях исследовалось вращение Галактики, на основании чего была построена ее динамическая модель. Неоценимым преимуществом радиоастрономических наблюдений является то, что они свободны от влияния поглощения космической пылью. Это дает возможность наблюдать облака межзвездного газа в самых отдаленных областях Галактики. Особый интерес представляют исследования ядра нашей звездной системы и окружающей его области, совершенно недоступные для оптической астрономии из-за практически полного поглощения света в этом направлении. Мы упомянули только малую часть фундаментальной важности результатов, полученных за последнюю четверть века благодаря исследованиям на волне 21 см. Без преувеличения можно сказать, что современная астрономия просто немыслима без разнообразных применении этого исключительно эффективного метода.

Большой удачей явилось и то обстоятельство, что радиолинию 21 см излучает самый распространенный элемент во Вселенной.



Рис. 2.9. Фотография галактики М 51.

Сверхтонкая структура у самого глубокого уровня — явление не такое уж распространенное у атомов. Например, этого нет у гелия, кислорода, углерода. Но еще в 1948 г. автор этой книги обратил внимание на то, что в радиоспектре Галактики следует ожидать аналогичной природы линию тяжелого изотопа водорода — дейтерия с длиной волны около 92 см. Только спустя 24 года эта слабая линия была обнаружена. Содержание дейтерия в межзвездной среде в десятки тысяч раз меньше, чем «нормального» водорода. Имеются некоторые основания полагать, что межзвездный дейтерий является «реликтом»: не исключено, что он образовался в первые 15 минут существования Вселенной, когда она представляла собой весьма горячую и плотную смесь протонов, электронов, нейтронов, нейтрино и квантов света[1]. Если это так, то современная средняя плотность Вселенной должна быть около 10^{-31} г/см^3 и Вселенная не может быть замкнутой. Вот какие важные выводы можно сделать из обнаруженной очень слабой радиолинии межзвездного дейтерия!

Как и всякая плазма, зоны H II являются источниками теплового радиоизлучения с непрерывным спектром. На низких частотах ионы H II непрозрачны для своего теплового излучения, а их радиоспектр описывается законом Рэлея—Джинса, согласно которому интенсивность пропорциональна квадрату частоты и первой степени температуры. На высоких частотах эти зоны прозрачны и их интенсивность, так же как и в оптических лучах, пропорциональна мере эмиссии. Однако в то время как наблюдаемая интенсивность в оптическом диапазоне сильно искажена межзвездным поглощением света, на частотах радиодиапазона влияние этого поглощения совершенно ничтожно. Только хорошие радиоизображения зон H II позволяют восстановить их истинную структуру.

Кроме непрерывного спектра, зоны H II излучают еще радиолинии. Природа этих линий весьма своеобразна. Они возникают при переходах между соседними весьма высоко возбужденными уровнями атомов, водорода, а также других элементов. Речь идет об уровнях, для которых главное квантовое число $n \sim 100$—200 и даже больше. Такие

[1]При этом предполагается, что в процессе дальнейшей эволюции вещества во Вселенной дейтерий в недрах звезд не образовывался, что далеко не очевидно (см. § 8).

уровни «заселяются» после рекомбинаций электронов с протонами[1]. Заметим, что в лабораторных плазмах, а также в звездных атмосферах столь высокое возбуждение атомов никогда не достигается — этому мешает взаимодействие возбужденного атома с окружающими заряженными частицами. Рекомбинационные радиолинии лучше всего наблюдать на сантиметровом и миллиметровом диапазоне.

Представляется очевидным, что линии несут в себе значительно больше информации, чем непрерывный спектр, так как исследование профилей открывает возможность изучить движение излучающих облаков. В настоящее время метод изучения зон H II по рекомбинационным радиолиниям, причем не только водорода, но и гелия, углерода, а также других элементов, является едва ли не самым эффективным.

[1]Забавно, что высоковозбужденные атомы имеют размеры $\sim 10^{-2}$ см, т.е. в десятки тысяч раз больше, чем нормальные атомы, так как диаметр боровской орбиты пропорционален n^2

§ 3. Газово-пылевые комплексы межзвездной среды — колыбель звезд

Характернейшей особенностью межзвездной среды является большое разнообразие имеющихся в ней физических условий. Там имеются, во-первых, зоны H I и зоны H II, кинетическая температура которых различается на два порядка. Имеются сравнительно плотные облака с концентрацией частиц газа, превышающей несколько тысяч на кубический сантиметр, и весьма разреженная среда между облаками, где концентрация не превышает 0,1 частицы на 1 см^3. Имеются, наконец, огромные области, где распространяются сильные ударные волны от взрывов звезд (см. § 16), нагревающие газ до температуры 10^6 К. В этом параграфе мы сосредоточим наше внимание на сравнительно плотных, холодных газово-пылевых комплексах, физические процессы в которых отличаются большим своеобразием.

Наряду с отдельными облаками как ионизованного, так и неионизованного газа в Галактике наблюдаются, значительно большие по своим размерам, массе и плотности агрегаты холодного межзвездного вещества, получившие название «газово-пылевых комплексов»[1]. На небе астрономам уже давно известно довольно много таких комплексов. Один из ближайших к нам и, пожалуй, лучше всего исследованный комплекс находится в созвездии Ориона (см. рис. 2.3). Он включает в себя знаменитую туманность Ориона, плотные, поглощающие свет газово-пылевые облака и ряд других примечательных объектов. Для нас самым существенным является тс, что в таких газово-пылевых комплексах происходит важнейший процесс конденсации звезд из диффузной межзвездной среды. Об этом будет идти речь ниже, здесь же мы остановимся на интересном вопросе о происхождении таких комплексов. Конечно, этим вопросом можно было бы и не интересоваться, принимая газово-пылевые комплексы как реальный наблюдательный факт. Но такой чисто эмпирический путь исследования при всей его несомненной полезности не помогает глубоко понять суть явления и заложенную в самой его природе *неизбежность*. Во введении мы уже подчеркивали, что современная астрофизика насквозь *исторична*. Нельзя считать до конца понятым происхождение звезд из диффузной межзвездной среды, если неизвестно происхождение массивных, плотных газово-пылевых комплексов. Их происхождение нельзя понять как следствие тепловой неустойчивости межзвездной среды, о которой речь шла выше. Такая неустойчивость может привести лишь к образованию отдельных облаков, вкрапленных в значительно более разреженную среду. Ключом к пониманию происхождения массивных газово-пылевых комплексов являются некоторые свойства межзвездного магнитного поля.

Речь идет прежде всего об «упругости» магнитных силовых линий этого поля. Направление этих линий в основном параллельно плоскости галактического экватора. Так как облака межзвездной среды, образовавшиеся в результате ее тепловой неустойчивости, более или менее сильно ионизованы и поэтому представляют собой проводящую среду, они не могут двигаться поперек силовых линий — это сразу же искривило бы силовые линии

[1]В последнее время все большее распространение получают термины «темные» и «черные» облака. «Черные» облака более плотны и в них величина поглощения света $A > 5$ (т. е. интенсивность оптического излучения, проходящего облако, ослабевает больше чем в 100 раз).

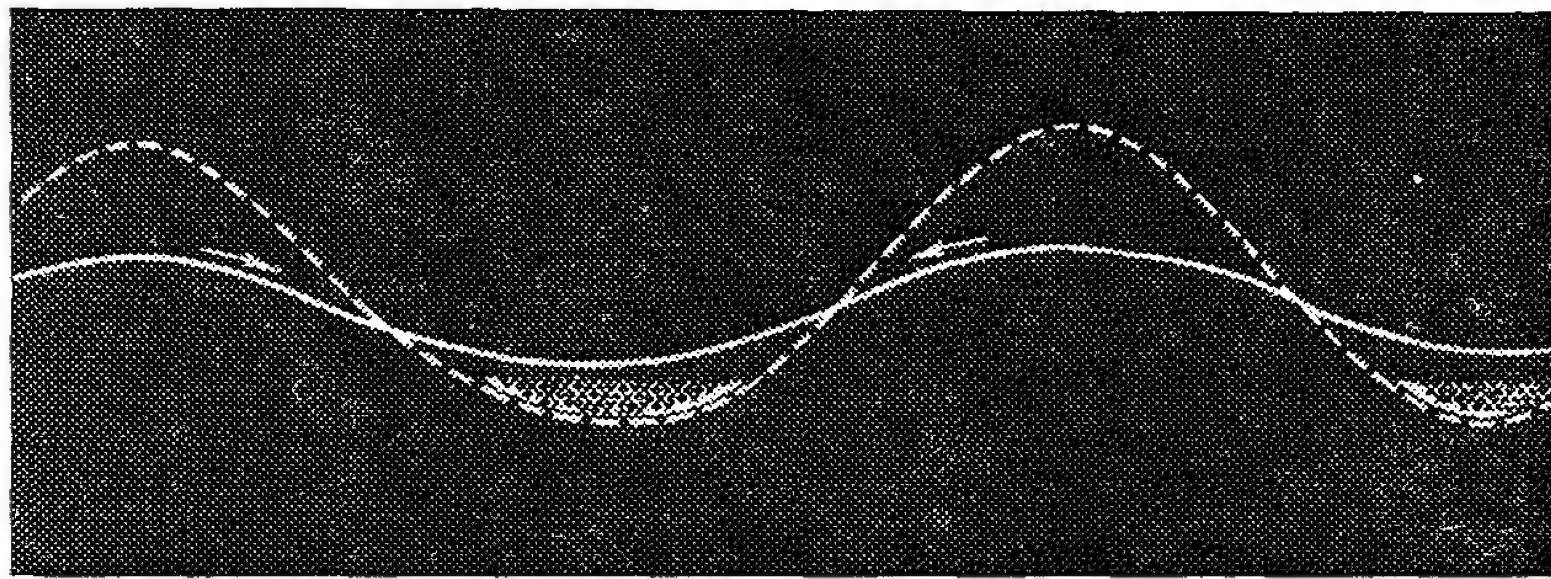


Рис. 3.1. Схема, поясняющая неустойчивость Рэлея — Тэйлора.

и вызвало силу, направленную против движения. Следовательно, облака сравнительно быстро были бы остановлены. Поэтому они могут двигаться только по силовым линиям магнитного поля, как бы «скользя» вдоль них. Теперь представим себе, что по какой-то причине, может быть даже случайно, в системе (горизонтально» простирающихся силовых линий образовалась небольшая «впадина», «ложбина». Тогда под действием силы тяжести облака будут «соскальзывать» в такую ложбину. От этого масса газа во впадине увеличится и под влиянием его тяжести «ложбина» будет прогибаться еще сильнее. Ее «склоны» станут круче, и скорость втекания облаков межзвездного газа увеличится. В результате такого своеобразного характера неустойчивости межзвездной намагниченной плазмы (так называемая «неустойчивость Рэлея — Тэйлора») в системе межзвездных силовых линий образуются глубокие «ямы», наполненные довольно плотным газом (рис. 3.1). Это и есть газово-пылевой комплекс.

Силовые линии в «яме» вовсе не прогибаются «до дна», т. е. до самой галактической плоскости. На каком-то расстоянии от нее они уже оказываются настолько сжатыми, что их упругость уравновешивает массу межзвездного газа, находящегося в «яме». По краям последней магнитные силовые линии довольно высоко и круто поднимаются над галактической плоскостью, образуя гигантские арки.

Следует подчеркнуть, что кинетическая температура газово-пылевых комплексов значительно ниже средней для областей H I. Это объясняется сравнительно большой плотностью газа и связанной с ним космической пыли. Плотный газ уменьшает ионизацию, так как поглощает ионизующее мягкое рентгеновское излучение. Пыль поглощает ионизующую углерод ультрафиолетовую радиацию от звезд. Это, во-первых, приводит к уменьшению ионизации, а следовательно, и нагрева газа, а во-вторых,— и это, пожалуй, самое главное,— делает углерод нейтральным, что резко меняет тепловой баланс межзвездного газа. Дело в том, что у атомов нейтрального углерода возбужденные уровни энергии расположены еще ближе к основному уровню, чем у ионизованного углерода. Поэтому равновесная температура при новом тепловом балансе, наступающем после прекращения ионизации углерода, будет значительно ниже — всего лишь 5—10 K. Недавно выполненные наблюдения полностью подтверждают этот вывод теории (см. ниже).

Значение газово-пылевых комплексов в современной астрофизике очень велико. Дело в том, что уже давно астрономы, в значительной степени интуитивно, связывали образования конденсации в межзвездной среде с важнейшим процессом образования звезд из «диффузной» сравнительно разреженной газово-пылевой среды. Какие же основания существуют для предположения о связи между газово-пылевыми комплексами и процессом звездообразования? Прежде всего следует подчеркнуть, что уже свыше четырех десятилетий астрономам ясно, что звезды в Галактике должны непрерывно (т. е. буквально «на наших глазах») образовываться из какой-то качественно другой субстанции. Дело в том, что к 1939 г. было установлено, что источником звездной энергии является происходящий в недрах звезд термоядерный синтез (подробно об этом см. § 8). Грубо говоря, подавля-

ющее большинство звезд излучают потому, что в их недрах четыре протона соединяются через ряд промежуточных этапов в одну альфа-частицу. Так как масса одного протона (в атомных единицах) равна 1,008, а масса ядра гелия (альфа-частицы) равна 4,0039, то избыток массы, равный 0,007 атомной единицы на протон, должен выделиться как энергия. Тем самым определяется запас в звезде ядерной энергии, которая постепенно тратится на излучение. В самом благоприятном случае чисто водородной звезды этот запас первоначально был

$$\mathscr{E} = 0{,}007Mc^2 = \frac{M}{M_\odot} \cdot 10^{52} \text{ эрг}, \tag{3.1}$$

где M — масса звезды, $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца. С другой стороны, болометрическая светимость звезд с массой $20M_\odot$ достигает 10^{38} эрг/с (см. § 1). Следовательно, запаса ядерной энергии такой звезды хватит не больше, чем на 100 миллионов лет. В реальных условиях звездной эволюции время жизни звезды оказывается на порядок меньше этой явно завышенной оценки. Но десяток миллионов лет — это ничтожный срок для эволюции нашей звездной Галактики, возраст которой никак не меньше чем 10 миллиардов лет. Возраст массивных звезд уже соизмерим с возрастом человечества на Земле! Значит, звезды (по крайней мере, массивные с высокой светимостью) никак не могут быть в Галактике «изначально», т. е. с эпохи ее образования. Следовательно, процесс образования звезд идет *перманентно*. В следующих частях книги будет обсуждаться важнейший вопрос о «смерти» звезд, о конце их эволюционного пути. Оказывается, что ежегодно в Галактике «умирает» по меньшей мере 3—4 звезды. Значит, для того, чтобы «звездное племя» не «выродилось», необходимо, чтобы столько же звезд в среднем образовывалось в нашей Галактике каждый год. Для того чтобы в течение длительного времени (исчисляемого миллиардами лет) Галактика сохраняла бы неизменными свои основные особенности (например, распределение звезд по массам, или, что практически то же самое, по спектральным классам), необходимо чтобы в. ней автоматически поддерживалось динамическое равновесие между рождающимися и «гибнущими» звездами. В этом отношении Галактика похожа на первобытный лес, состоящий из деревьев всевозможных видов и возрастов, причем возраст деревьев гораздо меньше возраста леса. Имеется, правда, одно важное различие между Галактикой и лесом. В Галактике время жизни звезд с массой меньше солнечной превышает ее возраст, который составляет примерно 15 миллиардов лет. Поэтому следует ожидать постепенного увеличения числа звезд со сравнительно небольшой массой, так как они пока еще «не успели» умереть, а рождаться продолжают. Но для более массивных звезд упомянутое выше динамическое равновесие неизбежно должно выполняться.

Откуда же образуются в нашей Галактике молодые и «сверхмолодые» звезды? С давних пор, по установившейся традиции, восходящей к гипотезе Канта и Лапласа о происхождении Солнечной системы, астрономы предполагали, что звезды образуются из рассеянной диффузной газово-пылевой среды. Было только одно строгое теоретическое основание для такого убеждения — гравитационная неустойчивость первоначально однородной диффузной среды. Дело в том, что в такой среде неизбежны малые возмущения плотности, т. е. отклонения от строгой однородности. Под влиянием силы всемирного тяготения малые возмущения будут нарастать и первоначально однородная среда разобьется на несколько конденсаций. Под действием силы гравитации эти конденсации, если их масса превышает определенный предел, будут продолжать сжиматься и, как можно полагать, в конце концов превратятся в звезды.

Рассмотрим этот вопрос более подробно на одном частном, но важном примере, и сделаем количественную оценку. Положим, что у нас имеется некоторое облако радиуса R, плотность которого ρ и радиус R постоянны. Условием того, что облако под действием собственной гравитации начнет сжиматься, является отрицательный знак полной энергии

облака. Последняя состоит из отрицательной гравитационной энергии W_g взаимодействия всех частиц, образующих облако, и положительной тепловой энергии этих частиц W_T. Отрицательный знак полной энергии означает, что силы гравитации, стремящиеся сжать облако, превосходят силы газового давления, стремящиеся рассеять это облако во всем окружающем пространстве. Далее имеем:

$$W_T = \frac{A}{\mu}\bar{\rho}T \cdot \frac{4}{3}\pi R^3, \qquad (3.2)$$

где $A = 8{,}3 \cdot 10^7$ эрг/моль·кельвин, μ — молекулярный вес, $\bar{\rho}$ — средняя плотность облака. В то же время гравитационная энергия

$$W_g \approx -\frac{GM^2}{R} \approx G\bar{\rho}^2 16R^5. \qquad (3.3)$$

Мы видим, что W_T при постоянной плотности облака ρ и температуре T растет с ростом R как R^3, в то время как $W_g \infty R^5$, т.е. с ростом R растет гораздо быстрее. Следовательно, *при данных* ρ и T существует такое R_1, что при $R > R_1$ облако под действием собственной гравитации неизбежно будет сжиматься. Когда задана *масса* M облака, R_1 определится формулой

$$R_1 = \frac{\mu GM}{AT} \approx \frac{0{,}2}{T} \cdot \frac{M}{M_\odot} \text{ парсек.} \qquad (3.4)$$

В этом случае (т. е., если заданы масса и температура облака), если размер облака $R < R_1$, оно будет *сжиматься*.

Легко убедиться, что «обычные» облака межзвездного газа с $M \sim M_\odot$ и $R \sim 1$ пс не будут сжиматься собственной гравитацией, а газово-пылевые комплексы $M \sim 10^3$—10^4 $M_\odot$, $T \sim 50°$ и радиусом порядка десятков парсек будут. При условиях, которые реализуются для подавляющего большинства звезд, такое сжатие автоматически вызовет повышение температуры, и следовательно, давления. Увеличившееся давлением уравновесит силу гравитации, и облако перестанет сжиматься. Об этом подробно будет идти речь в § 6. Но в условиях сжимающихся облаков межзвездного газа температура в процессе сжатия не будет повышаться, по крайней мере на начальной, самой важной стадии сжатия. Это объясняется наличием у таких облаков весьма эффективно работающего «холодильника». Ниже мы увидим, что у этих плотных облаков водород, так же как и большинство других элементов, находится в молекулярном состоянии. Возбуждение столкновениями вращательных уровней молекул водорода с последующим излучением инфракрасной линии с длиной волны 28 мкм будет поддерживать температуру газа на почти постоянном уровне. Дело в том, что сжимающееся облако (до поры, до времени) прозрачно для этого инфракрасного излучения, которое тем самым покинет облако. Поэтому гравитационная энергия, освобождающаяся при сжатии облака, не будет тратиться на нагрев его вещества, а трансформировавшись в инфракрасное излучение, уйдет в мировое пространство. Будет даже некоторое понижение температуры облака, так как по мере его уплотнения греющие облако рентгеновские кванты (заполняющие галактику) будут поглощены в его наружных слоях. Кроме того, увеличивается число молекул, охлаждающих газ.

Вернемся теперь к условию гравитационного сжатия облака, списываемому формулой (3.4). Рассмотрим случай, когда масса облака равна массе Солнца, а его температура 10 К. Тогда из формулы (3.4) следует, что такое облако будет сжиматься, если его радиус меньше 0,02 парсек. Следовательно, плотность такого облака будет $2 \cdot 10^{-18}$ г/см^3, а концентрация газа в нем $\sim 10^6$ см$^{-3}$ — величина довольно значительная. Если же масса облака будет 10 солнечных масс, то, как можно убедиться, средняя концентрация частиц газа, при которой облако начинает сжиматься, будет значительно меньше, $\sim 10^4$ см$^{-3}$. Как мы увидим ниже, облака с такой концентрацией газа действительно наблюдаются, Таким

образом., для гравитационного сжатия облаков большой массы критерий, описываемый формулой (3.4), оказывается значительно «мягче». Поэтому естественно предположить, что конденсация облаков межзвездного газа в звезды происходит в несколько этапов. Сначала сжимается протяженный газово-пылевой комплекс с большой массой, например, в тысячи раз превышающей массу Солнца. Когда этот комплекс достаточно сожмется и его средняя плотность значительно увеличится, отдельные его части начнут сжиматься независимо, и комплекс распадается на ряд более мелких и менее массивных конденсаций. Этот естественный процесс качественно объясняет, почему звезды рождаются скоплениями (ассоциациями), а не «индивидуально», хотя при некоторых условиях возможно появление и одиночных звезд.

При таком механизме образования звезд из плотных облаков межзвездной среды сразу же возникает одна серьезная трудность. Дело в том, что отдельные «куски» облаков межзвездного газа движутся друг по отношению к другу со скоростью около 1 км/с. Это непосредственно следует из анализа профилей радиолинии 21 см. По этой причине облака должны обладать некоторым моментом количества движения. Если учесть огромные размеры облаков, то этот вращательный момент оказывается очень большим. Согласно законам механики, если бы облако было изолированным, то при его сжатии под влиянием собственной гравитации вращательный момент должен был сохраниться. Но это означает, что по мере сжатия облака оно должно было бы вращаться вокруг своей оси все быстрее и быстрее. Скорость осевого вращения достигла бы скорости света еще до того, как облако превратилось бы в звезду! Все эти выводы, однако, были получены в предположении, что сжимающееся облако *изолировано*. На самом деле это, конечно, не так. Оно окружено другими облаками и связано с ними магнитными силовыми линиями. Вот по этим-то силовым линиям и проходит «утечка» по крайней мере 90% вращательного момента облака. Пока вещество облака обладает достаточно высокой электропроводностью (для чего оно должно быть хотя бы немного ионизовано), магнитные силовые линии как бы «приклеены» к нему. Из-за этого вращательный момент, как по гибким струнам, «перекачивается» от сжимающегося облака к окружающей его межзвездной среде. Этот процесс «перекачки» вращательного момента прекратится только тогда, когда из-за возросшей плотности ионизация вещества облака сильно упадет и его электропроводность значительно уменьшится. Тогда магнитная связь облака с окружающей средой прекратится. Образовавшиеся таким образом звезды сохраняют довольно большой вращательный момент, который и наблюдается у сравнительно массивных звезд, начиная от спектрального класса O. Что же касается менее массивных звезд (вроде нашего Солнца), то они, в принципе, могут «освободиться» от избыточного вращательного момента довольно своеобразным путем, образуя вокруг себя планетные системы[1]. Однако более вероятным механизмом потери такими звездами вращательного момента является истечение вещества из их атмосфер («звездный ветер») при наличии магнитных полей!

Характерное время сжатия облака до размеров протозвезды можно оценить по простой формуле механики, описывающей свободное падение тела под влиянием некоторого ускорения. Заметим, что по мере сжатия облака величина ускорения, действующего на его частицы, будет увеличиваться. Мы, однако, будем для простоты рассуждения считать его постоянным, что не отразится на нашей оценке. При таком упрощающем предположении путь R, пройденный поверхностными слоями звезды за время t, будет равен

$$R = \frac{1}{2} g t^2, \tag{3.5}$$

[1]Более подробно см, книгу автора «Вселенная, жизнь, разум», глава 10, «Наука», 1980.

где ускорение $g = \frac{GM}{R^2}$. Отсюда следует, что

$$t = \sqrt{\frac{2R^3}{GM}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2\pi}{3}G\rho}}, \tag{3.6}$$

где мы ввели среднюю плотность облака $\bar{\rho} = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3}$.

Из формулы (3.6) следует, что время существенного сжатия облака зависит только от его средней первоначальной плотности. Формулу (3.6) можно написать иначе, подставив в нее значение M из условия гравитационной неустойчивости (3.4):

$$t = \left(\frac{5\mu}{AT}\right)^{3/2} GM = 6\cdot 10^7 \frac{\mu^{3/2}}{T^{3/2}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{ лет.} \tag{3.7}$$

Полагая молекулярный вес $\mu = 2$, а $T \sim 20°$, найдем, что облако с массой, равной солнечной, сожмется за миллион лет.

В процессе только что описанной первой стадии конденсации газово-пылевого облака в звезду, которая называется «стадией свободного падения», освобождается определенное количество гравитационной энергии $\sim GM^2/R_1$ (R_1 — радиус в конце этой стадии, когда облако становится уже непрозрачным для собственного инфракрасного излучения). Половина освободившейся при этом энергии должна покинуть облако в виде инфракрасного излучения, а половина пойти на нагрев вещества (см. § 7). Для того, чтобы оценить величину этой энергии, нужно хотя бы приблизительно знать, чему равняется R_1. Эту оценку можно сделать следующим образом. Когда стадия свободного падения окончится, существенная часть освободившейся гравитационной энергии пойдет на нагревание газа в облаке и, как следствие этого,— на диссоциацию молекул водорода (из которых преимущественно и состоит облако). Чтобы диссоциировать одну молекулу водорода, необходимо затратить 4,3 эВ энергии или $7\cdot 10^{-12}$ эрга. Следовательно, для диссоциации одного грамма водорода, содержащего $\sim 3\cdot 10^{23}$ молекул, надо затратить $\mathscr{E} = 2{,}1\cdot 10^{12}$ эрг, а для диссоциации всех молекул водорода в облаке — в M раз больше, где M — масса облака, выраженная в граммах.

Приравнивая энергию, потраченную на диссоциацию молекулярного водорода, половине освободившейся при сжатии облака гравитационной энергии, найдем, что

$$R_1 \approx \frac{GM^2}{\mathscr{E}M} \approx 500 R_\odot \frac{M}{M_\odot}, \tag{3.8}$$

где $R_\odot$ и $M_\odot$ — радиус и масса Солнца. Светимость в инфракрасных лучах сжимающегося облака можно оценить, разделив половину освободившейся гравитационной энергии на время сжатия. Комбинируя формулы (3.6), (3.7) и (3.8), будем иметь

$$L = \frac{\mathscr{E}}{2G}\left(\frac{AT}{5\mu}\right)^{3/2} \approx 0{,}0002 \left(\frac{T}{\mu}\right)^{3/2} L_\odot, \tag{3.9}$$

где T —температура вещества облака к моменту, когда процесс диссоциации водорода закончился, $L_\odot = 4\cdot 10^{33}$ эрг/с — светимость Солнца. Величина T должна быть порядка нескольких тысяч градусов, откуда $L \sim 100 L_\odot$. Это очень большая величина. Следует, однако, заметить, что мы получили *среднее* значение светимости за весь период сжатия. В действительности, однако, основная часть освободившейся гравитационной энергии будет излучена на самых последних этапах стадии свободного падения, когда радиус облака уже будет близок к R_1. В начальной стадии процесса сжатия (которая, тем не менее, занимает

большую часть времени) облако почти не излучает. Теория, таким образом, предсказывает наличие *вспышки* инфракрасного излучения облака. Длительность этой вспышки, как показывают оценки, должны быть порядка нескольких лет, причем инфракрасная светимость облака должна в тысячи раз превосходить болометрическую светимость Солнца.

Как только сжимающееся облако станет непрозрачным для своего инфракрасного излучения, светимость его резко упадет. Оно будет продолжать сжиматься, но уже не по закону свободного падения, а гораздо медленнее. Температура его внутренних областей, после того как процесс диссоциации молекулярного водорода закончится, будет непрерывно повышаться, так как половина освобождающейся при сжатии гравитационной энергии будет идти на нагрев облака (см. § 7). Впрочем, такой объект «облаком» уже называть нельзя. Это уже самая настоящая *протозвезда*.

Таким образом, из простых законов физики следует ожидать, что может иметь место естественный и закономерный процесс эволюции газово-пылевых комплексов межзвездной среды сначала в протозвезды, а потом в звезды. Однако *возможность* — это еще не есть *действительность*. Первейшей задачей наблюдательной астрономии является, во-первых, изучить *реальные* облака межзвездной среды и проанализировать, способны ли они сжиматься под действием собственной гравитации. Для этого надо знать их размеры, плотность и температуры. Во-вторых, очень важно получить дополнительные аргументы в пользу «генетической близости» облаков и звезд (например, тонкие детали их химического и даже изотопного состава, генетическая связь звезд и облаков и пр.). В-третьих, очень важно получить из наблюдений неопровержимые свидетельства существования самых ранних этапов развития протозвезд (например, вспышки инфракрасного излучения в конце стадии свободного падения). Кроме того, здесь могут наблюдаться (и, по-видимому, наблюдаются) совершение неожиданные явления (см. § 4). Наконец, следует детально изучать протозвезды. Но для этого прежде всего нужно уметь отличать их от анормальных» звезд. Круг вопросов, связанных с наблюдениями эволюции протозвезд в звезды, будет обсуждаться в § 5.

Эмпирическим подтверждением процесса образования звезд из облаков межзвездной среды является то давно известное обстоятельство, что массивные горячие звезды высокой светимости спектральных классов O и B распределены в Галактике не однородно, а группируются в отдельные обширные скопления; такие группировки звезд позднее получили название «ассоциаций». Но такие звезды, как подчеркивалось выше, должны быть молодыми объектами. Таким образом, сама практика астрономических наблюдений подсказывала, что звезды рождаются не поодиночке, а как бы «гнездами», что качественно согласуется с представлениями теории гравитационной неустойчивости. Молодые ассоциации звезд (состоящие не только из одних горячих массивных гигантов, но и из других примечательных, заведомо молодых объектов, о которых речь будет идти в § 4) тесно связаны с большими газово-пылевыми комплексами межзвездной среды. Естественно считать, что такая связь должна быть *генетической*, т.е. эти звезды образуются путем конденсации облаков газово-пылевой среды.

Однако, как уже подчеркивалось выше, одно дело — придерживаться изложенной выше космогонической концепции, а другое — дать *конкретные* (т.е. базирующиеся на наблюдения) астрономические доказательства тому, что молодые звезды конденсируются из диффузной среды. В последние годы были обнаружены новые, весьма важные факты, решительно поддерживающие классическую космогоническую концепцию образования звезд из межзвездной среды, хотя окончательного решения проблемы еще нет. Об этом речь будет идти в § 5. Все дело в том, что эта проблема оказалась слишком сложной. Следует, однако, заметить, что вопросы, связанные с различными аспектами проблемы *«смерти»* звезд, продвинуты вперед гораздо дальше, чем круг вопросов, связанных *с рождением* звезд. По-видимому, это объясняется тем, что смерть звезд сопровождается такими впечатляющими явлениями, как вспышки сверхновых (см. часть II), и образовани-

ем планетарных туманностей (см. § 13). Эти феномены очень ярко выражены, их нельзя ни с чем другим спутать и можно теоретически осмыслить. Иное дело — рождение звезд. Этот процесс, как правило, незаметен, потому что скрыт от нас пеленой поглощающей свет космической пыли. Только радиоастрономия, как можно сейчас с большой уверенностью считать, внесла радикальное изменение в проблему *экспериментального* изучения рождения звезд. Во-первых, межзвездная пыль не поглощает радиоволны. Во-вторых, радиоастрономия открыла совершенно неожиданные явления в газово-пылевых комплексах межзвездной среды, которые, как можно полагать, имеют прямое отношение к процессу звездообразования. Об этом речь будет идти в § 4. Весьма важным для нашей проблемы оказалось развитие инфракрасной астрономии, также, в значительной степени, свободной от влияния поглощения космической пылью. Мы можем, следовательно, сказать, что только применение новой техники, обеспечивающей проведение астрономических наблюдений в ранее недоступных спектральных областях, позволяет надеяться, что проблема образования звезд из области чисто умозрительных спекуляций станет точной наукой.

Что же нового мы узнали а сравнительно плотных газово-пылевых комплексах межзвездной среды за последние 15 лет? Прежде всего надо остановиться на замечательных достижениях молекулярной радиоспектроскопии этих облаков. В предыдущем параграфе уже упоминалось кратко с том, что в межзвездном газе наряду с атомами имеются в ничтожно малом количестве двухатомные молекулы CH, CH^+ и CN. Эти молекулы были обнаружены методами оптической астрономии. Недавно методами внеатмосферной астрономии были обнаружены межзвездные молекулы H_2. Однако еще в 1949 г. автор этой книги указал на возможность спектроскопических наблюдений межзвездных молекул в радиодиапазоне. Более конкретные вычисления были опубликованы нами в 1953 г. У некоторых молекул вращательные уровни оказываются раздвоенными из-за так называемого «лямбда-удвоения», вызванного взаимодействием движения электронов в молекуле с вращательными движением ее ядер. Раздвоение вращательных уровней молекул, обусловленное этим эффектом, очень маленькое, так что переход с верхнего на нижний подуровень этой тонкой структуры дает спектральные линии, находящиеся в радиодиапазоне. На самом деле картина оказывается более сложной, так как каждый из подуровней лямбда-удвоения расщепляется на еще более «тесно» расположенные уровни из-за взаимодействия с собственным моментом ядер. Это не что иное, как сверхтонкая структура. Наиболее детальные расчеты мне удалось провести в 1953 г. для молекулы гидрокисла OH, у которой соответствующие молекулярные константы были к тому времени достаточно хорошо известны. Без учета сверхтонкой структуры длина волны лямбда-удвоения для этой молекулы оказывается 18 сантиметров. С учетом сверхтонкой структуры (что было сделано спустя некоторое время известным американским физиком, одним из изобретателей лазеров и мазеров, проф. Таунсом) следовало ожидать четырех линий, схема образований которых приведена на рис. 3.2. Частоты этих линий суть: 1612, 1665, 1667 и 1720 МГц. В том же 1953 г. автор этой книги сделал аналогичные расчеты для некоторых других молекул, например, CH, однако точность вычисленных длин волн была значительно ниже, чем для молекулы OH. Существенно подчеркнуть, что ожидаемая интенсивность этих новых молекулярных линий должна была быть хотя и не такой большой, как у знаменитой линии 21 см, но все же достаточной для того, чтобы быть наблюдаемой[1]. На первый взгляд это кажется парадоксальным: ведь ожидаемое обилие молекулы OH (которая оптическими методами в межзвездной среде не обнаружена) должно было быть во много миллионов раз меньше, чем атомов водорода. Дело, однако, в том, что, в отличие от водородной линии 21 см, молекулярные линии, возникающие при переходе между компонентами лямбда-удвоения, являются *разрешенными*, поэтому вероятности переходов для

[1]Только в конце 1973 г. была обнаружена очень слабая радиолиния молекулы CH, длина волны которой 9,45 см, что довольно близко к вычисленному мною 30 лет назад значению.

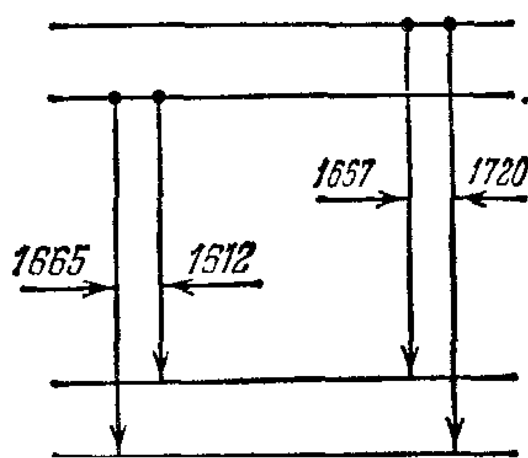


Рис. 3.2. Схема, поясняющая образование четырех радиолиний молекулы OH.

них почти в миллион раз больше, что в значительной степени должно компенсировать малое обилие.

Только в 1963 г., т. е. спустя 10 лет после наших расчетов, американцы в диапазоне 18 см обнаружили четыре линии молекулы межзвездного гидроксила, частоты которых в точности соответствовали вычисленным. Это открытие ознаменовало собой начало новой главы как в радиоастрономии, так и в изучении межзвездной среды. За 10 последующих лет в дециметровом, сантиметровом и миллиметровом диапазонах было открыто довольно много радиолиний молекулярного происхождения. Почти все они возникают при переходах между вращательными уровнями различных молекул. В наши дни (начало 1983 г.) методами радиоастрономии в межзвездной среде обнаружено около 60 новых молекул в дополнение к трем известным ранее из оптических наблюдений (CH, CH^+, CN) и молекулы водорода H_2, линии которой в ультрафиолетовой части спектра обнаружены методами внеатмосферной астрономии. Важной особенностью радиоастрономии межзвездной среды является возможность *раздельно* наблюдать линии, принадлежащие различным изотопам данной молекулы, так как в радиоспектре эти линии довольно широко разнесены. Тем самым открывается возможность изотопного анализа межзвездной среды. 60 обнаруженных методами радиоастрономии молекул наблюдаются в. сотне изотопных комбинаций. Наряду с линиями молекулы $^{16}O^{1}H$ наблюдаются также значительно более слабые линии $^{18}O^{1}H$. В случае межзвездной молекулы окиси углерода наблюдаются изотопные комбинации: $^{12}C^{16}O$, $^{13}C^{16}O$, $^{12}C^{18}O$ (см. ниже).

В то время как некоторые молекулы (например, OH) наблюдаются во многих облаках межзвездного газа, большинство молекул, особенно многоатомных, наблюдаются в огромном газово-пылевом комплексе, расположенном в направлении на центр Галактики и называемом Стрелец B, а также в меньшей степени в туманности Ориона. Некоторые молекулы (например, CO, у которой длина волны радиолинии 2,64 мм) наблюдаются как в зонах H I, так и в зонах H II, другие — только в плотных, холодных газово-пылевых облаках. Обращает на себя внимание большое количество многоатомных молекул — довольно сложных химических структур. Например, в упомянутом комплексе Стрелец B обнаружены радиолинии молекул H_2HCO, CH_3HCO, CH_3CN и др. Важным было открытие таких облаков газово-пылевой межзвездной среды, где линии поглощения молекул OH довольно интенсивны, в то время как линия нейтрального водорода 21 см очень слаба. Это может означать только одно: в таких облаках водород находится в *молекулярном* состоянии, в то время как в «обычных» облаках H I находится преимущественно в атомарном состоянии. Теоретические расчеты показывают, что для того, чтобы водород стал молекулярным, концентрация газа в облаке должна быть большой (больше 100 $см^{-3}$), а кинетическая температура сравнительно малой. Процесс соединения атомов водорода в молекулы осуществляется на поверхностях пылинок, находящихся в облаке. Вместе с тем пылинки экранируют образовавшиеся молекулы водорода от диссоциации ультрафиолетовым излучением от горячих звезд. К сожалению, у молекулы H_2 нет радиолиний, поэтому детали этого процесса пока от нас скрыты, тем более, что в таких облаках и уль-

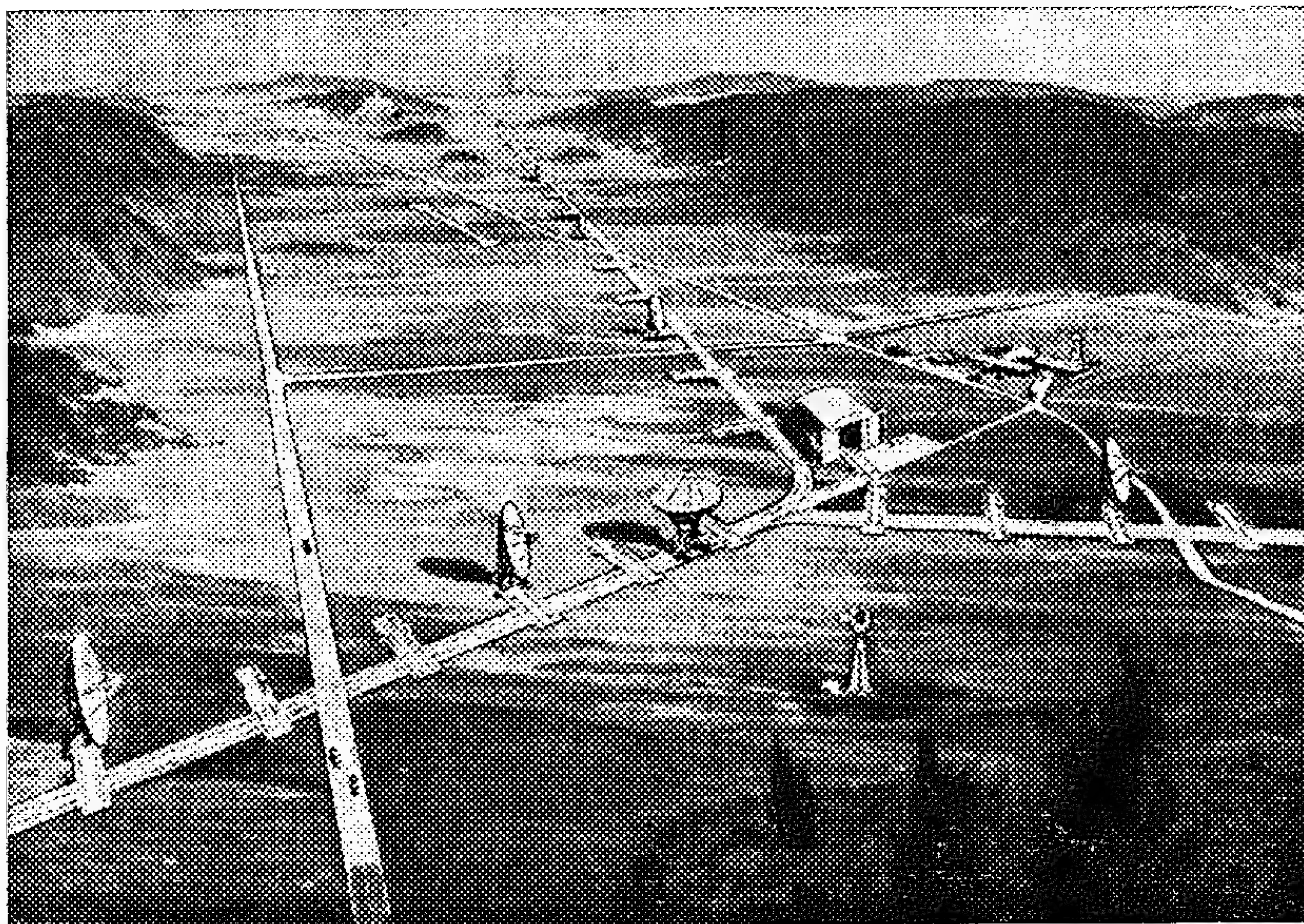


Рис. 3.3. Гигантский радиотелескоп VLA.

трафиолетовые линии H_2, изучаемые методами внеатмосферной астрономии, полностью поглощаются космической пылью.

Важное значение исследований молекулярных радиолиний состоит в том, что они позволяют выполнить количественный анализ физических условий в облаках межзвездной среды с такой полнотой, которая еще недавно казалась непостижимой. Это в первую очередь относится к плотным, холодным облакам H I, представляющим для нас особенно большой интерес в связи с проблемой звездообразования. Находящиеся в этих облаках молекулы являются как бы своеобразными «зондами», с помощью которых астрономы «прощупывают» физическое состояние окружающей эти молекулы среды. Результаты анализа показывают прежде всего, что полные массы холодных облаков в газово-пылевых комплексах порядка нескольких десятков тысяч солнечных масс. Масса гигантского газово-пылевого комплекса Стрелец B достигает $3 \cdot 10^6$ солнечных масс, а размеры — до 50 пс. Концентрация молекулярного водорода в таких облаках достигает нескольких тысяч на кубический сантиметр. В наиболее плотных облаках (например, в туманности Ориона) концентрация молекулярного водорода достигает 10^7 см$^{-3}$. Заметим, что столь большое значение концентрации ставит такие облака как бы посредине между обычными облаками межзвездной среды и протяженными атмосферами красных гигантских звезд. Пока астрономы еще не могут оценить полное количество таких плотных молекулярных облаков в Галактике. Но уже сейчас можно сделать важный вывод, что существенная часть межзвездного газа в Галактике может находиться в форме сравнительно плотных молекулярных облаков.

Кинетическая температура газа в таких облаках низка, причем меняется в довольно широких пределах. Самые холодные из молекулярных облаков имеют температуру около 5 K. Максимальная кинетическая температура облаков едва доходит до 50 K. Температура комплекса Стрелец B около 20 K, причем она практически постоянна во всем его гигантском объеме. Низкая температура, в сочетании с довольно высокой плотностью при больших массах, делает такие агрегаты вещества крайне неустойчивыми по отношению к силе гравитации (см. выше). Они с необходимостью под действием этой силы должны сжиматься, и все говорит о том, что такие конденсации будут довольно быстро эволюционировать в звезды. Процесс «фрагментации» этих облаков на маленькие, плотные конденсации — «протозвезды» — можно будет наблюдать в близком будущем непосредственно. Для этого необходимы детальные радиоастрономические наблюдения таких молекулярных облаков

с весьма высокой угловой разрешающей способностью. Последняя должна быть лучше, чем одна секунда дуги. Помимо столь высокой разрешающей способности радиотелескоп должен быть весьма чувствителен, так как потоки радиоизлучения от таких конденсаций малы. Лучше всего для решения этой фундаментальной задачи подходит гигантский радиотелескоп VLA (рис. 3.3).

Уже сейчас можно говорить о количественном химическом анализе молекулярных межзвездных облаков «темных» и «черных». При средней концентрации молекул $H_2 \sim 10^4$ см^3 концентрация OH близка к 10^{-2}. Примерно такая же концентрация аммиака NH_3. Очень велика концентрация окиси углерода CO, до 1 см$^{-3}$. Если мы учтем, что космическое обилие углерода по отношению к водороду близко к 10^{-4}, то мы непосредственно получаем важный результат, что практически весь углерод связан более обильным кислородом. Последний, скорее всего, присутствует в виде молекул O_2. Впрочем, этот интересный вопрос пока еще не решен. Обращает на себя внимание сравнительно большая концентрация сложных молекул. Например, концентрация молекул CH_3OH около 10^{-3} см$^{-3}$, что всего лишь на порядок меньше концентрации молекулы OH. Скорее всего сложные межзвездные молекулы последовательно образуются путем «ионно-молекулярных» реакций типа: $C^+ + H_2 \to CH^+ + H$; $CH^+ + H_2 \to CH_2^+ + H$; $CH_2^+ + H_2 \to CH_3^+ + H$ и т. д. Соответствующие нейтральные молекулы образуются при рекомбинациях: $CH^+ + e \to CH$ и т. д. Значительный интерес представляет также изотопный состав межзвездного газа в молекулярных облаках. Надежнее всего определяется изотопный состав углерода из-за большого обилия молекулы CO. Из анализа радиолиний разных изотопов этой молекулы следует, что отношение концентраций $^{12}C^{16}O$ и $^{13}C^{16}O$ близко к 90, т. е. почти такое же, как отношение изотопов ^{12}C и ^{13}C на Земле. То же самое следует сказать и про отношение концентраций изотопов ^{16}O и ^{18}O, которое в молекулярных межзвездных облаках почти такое же, как на Земле. Изотопный состав азота, полученный из анализа радиолинии $HC^{14}N$ и $HC^{15}N$, оказывается в молекулярных облаках практически таким же, как на Земле. Так как изотопный состав вещества формируется в процессе термоядерных реакций, происходящих в недрах звезд (см. § 8), а также при взрывах сверхновых, можно сделать вывод, что «термоядерная история» межзвездного вещества была такой же, как и вещества, из которого образовались Земля и планеты. В частности, можно сделать вывод, что как «земное» вещество, так и вещество молекулярных облаков в своей прошлой истории не принимали участие в углеродно-азотном цикле, вырабатывающем энергию в недрах достаточно массивных звезд (см. § 8). Близость изотопного состава вещества Земли и межзвездных молекулярных облаков является важным аргументом в пользу происхождения нашей Солнечной системы, а также других звезд из межзвездной среды.

Любопытно, однако, отметить, что отношение концентрации дейтерия и водорода, полученное из анализа молекул радиолиний HCN и DCN, оказалось в 40 раз больше, чем на Земле. Существенно также, что это отношение в 80 раз больше полученного из прямого анализа интенсивности межзвездной радиолинии дейтерия 92 см (см. § 2). По-видимому, причина такого расхождения кроется в чисто химических процессах образования этих молекул и никакого отношения к «ядерной» истории межзвездной среды не имеет.

Таким образом, применение методов астро-радио-спектроскопии к исследованию облаков межзвездной среды дало богатейшие результаты. Прежде всего эти исследования выявили существование нового класса облаков межзвездной среды — молекулярных облаков, «аккумулировавших» в себя значительную часть межзвездного вещества[1]. Детальное

[1]Из анализа линий поглощения CO в области галактического центра выяснилось, что по крайней мере 90% присутствующего там межзвездного газа находится в молекулярном состоянии. Кроме того, весьма большое количество молекулярных облаков концентрируется внутри самого мощного внутреннего рукава Галактики, удаленного от ее центра на расстояние около 4 кпс.

изучение радиолиний большого количества молекул и их изотопов впервые открыло возможность понять природу физико-химических процессов, которые там происходят. Без преувеличения можно сказать, что тем самым вопрос о конденсации межзвездного вещества в звезды впервые был поставлен на прочную научную основу. Без радиоастрономии мы в этой важнейшей проблеме до сих пор топтались бы на месте. Однако эффективность радиоастрономических методов этим не ограничилась. Исследователей поджидал здесь один сюрприз.

§ 4. Космические мазеры

Довольно скоро после открытия первых радиолиний межзвездного гидроксила, при выполнении рутинной программы наблюдений различных облаков межзвездного газа на волне 18 см (линия OH!) совершенно неожиданно было обнаружено новое, исключительное впечатляющее явление. Обычно линии межзвездного гидроксила наблюдались в поглощении в спектре ярких радиоисточников. Как правило, эти линии были очень слабы, «глубина поглощения» редко превышала несколько процентов. Велико же было изумление радиоастрономов, когда в направлении на некоторые, ничем до сих пор не примечательные туманности, линии OH были обнаружены в излучении, причем их яркость оказалась исключительно большой. Исследователи буквально не поверили своим глазам и, растерявшись, решили, что излучает эти линии не «банальная» молекула OH, а некая неизвестная субстанция, для которой даже подобрано было подходящее название — «мистериум». Однако буквально через считанные недели «мистериум» разделил судьбу своих «оптических братьев» — «небулия» и «корония». Только для «развенчания» последних потребовались десятилетия, а «мистериум» не протянул и пары недель... Неплохая иллюстрация ускоряющихся темпов развития науки за последнее столетие!

Прежде всего, всякие сомнения в ответственности молекулы OH за наблюдаемый удивительный феномен отпадают по той простой причине, что наблюдаются все четыре линии гидроксила как раз на тех частотах, где им и полагается быть. Однако относительные интенсивности их находятся в причудливом отношении, совсем не таком, каким полагается ему быть на основании простой теории, подтверждаемой наблюдениями слабых линий поглощения. Эта теория предсказывает для отношения интенсивностей линий OH с частотами 1667, 1665, 1612 и 1720 МГц значения $9 : 5 : 1 : 1$. Между тем уже первые наблюдения над вновь открытыми странными источниками линий излучения OH показали, что самой интенсивной, как правило, является линия 1665, в то время как «линии-сателлиты» 1612 и 1720 МГц либо совсем отсутствуют, либо весьма слабы. Вскоре были обнаружены другие источники такого же типа, где самыми яркими как раз являются линии-сателлиты: в одних случаях 1612 МГц, в других — 1720 МГц. Итак, первая особенность линий «мистериума» — это их огромная интенсивность, в то время как второй особенностью является полное «искажение» относительных интенсивностей различных линий. Сразу же была обнаружена еще одна интересная особенность этих линий — их спектральный профиль состоит из довольно большого количества чрезвычайно узких максимумов, разбросанных на спектральном участке шириною в десятки килогерц (рис. 4.1). Профиль всякой спектральной линии (в том числе и радиолинии) определяется эффектом Доплера, возникающим вследствие движения излучающих частиц (атомов, молекул) в направлении луча зрения. Из анализа спектрального профиля необычных линий излучения OH прежде всего следует, что излучающая область состоит из нескольких источников, движущихся друг относительно друга со скоростями в несколько километров в секунду, или несколько десятков километров в секунду. Что всего примечательнее, так это необыкновенная узость максимумов, меньше чем 1 кГц в шкале частот! С такими узкими линиями астрономы еще не имели дело. Если считать, что спектральная ширина каждого максимума определяется тепловыми движениями излучающих молекул OH, то из крайней узости этих спектральных деталей следует, что кинетическая температура газа в излучающей

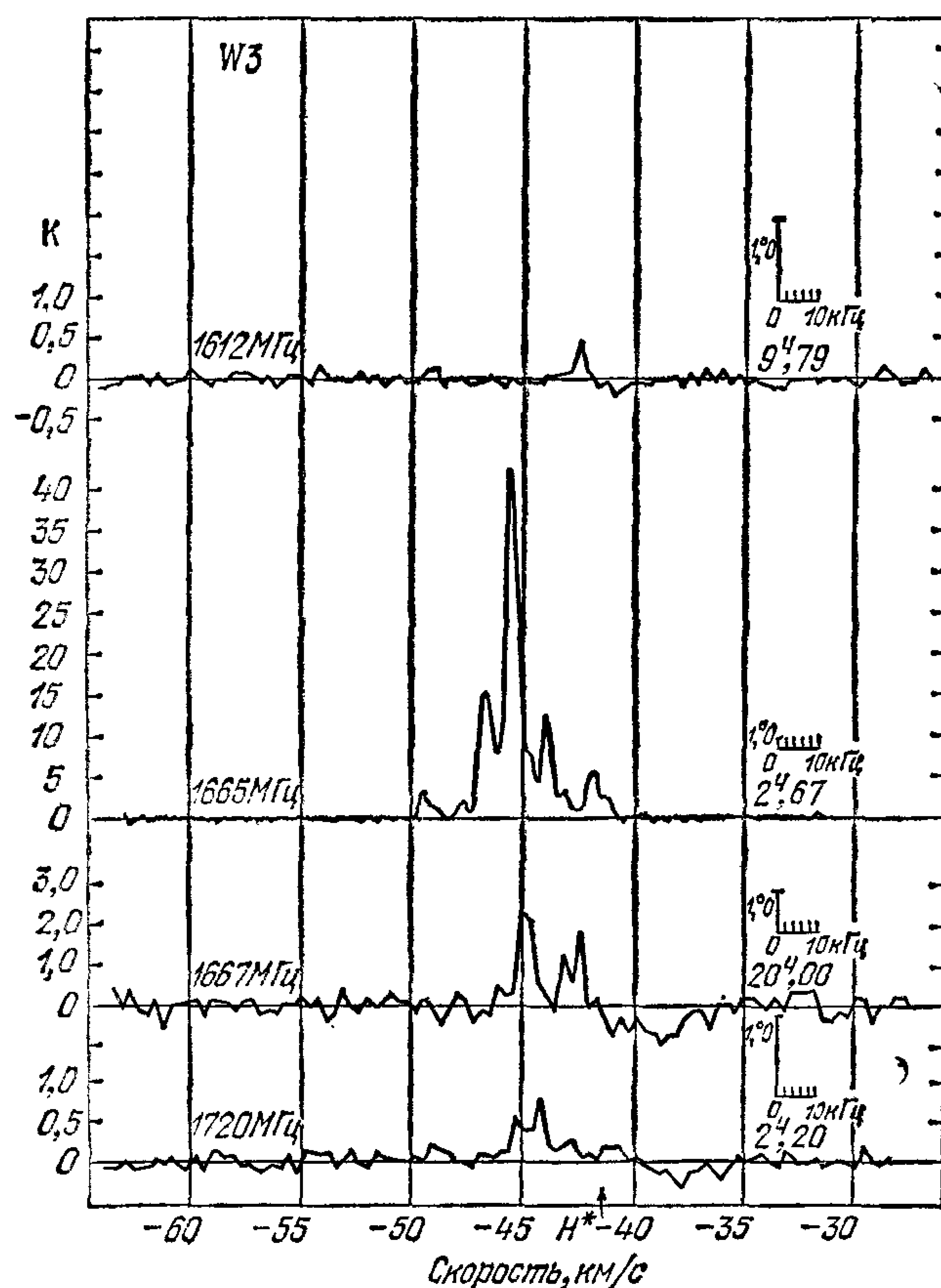


Рис. 4.1. Профили радиолиний мазерного излучения от молекулы OH от источника, находящегося в туманности W 3.

области должна быть чрезвычайно низкой, всего лишь несколько кельвинов. Но этому противоречит огромная яркость линии, которой можно привести в соответствие только очень высокую температуру (разумеется, если считать это излучение тепловым). Стало ясно, что никакого «мистериума» в природе нет, а излучают обычные молекулы OH, но только находящиеся в необычных условиях.

Дальнейшие наблюдения выявили новые интересные свойства этого необычного излучения. Оказалось, например, что оно сильнейшим образом *поляризовано*, причем, как правило, наблюдается круговая поляризация. В пределах одного и того же источника отдельные узкие максимумы его профиля почти на 100% поляризованы, причем у одних максимумов наблюдается «левая» круговая поляризация, а у других — «правая».

Уже из первых наблюдений следовало, что угловые размеры источников излучения линий OH необычайно малы. Особенно это ясно стало после того, как эти источники стали исследоваться при помощи радиоинтерферометров. Наблюдения показали, что угловые размеры источников излучения порядка секунды дуги, между тем как угловые размеры зон H II, в которых они обычно наблюдаются, часто исчисляются десятками угловых минут. Однако, как оказалось, даже секунды дуги не характеризуют «истинные» угловые размеры источников.

Самую ценную информацию дали наблюдения источника «мистериума» с помощью «межконтинентальных» радиоинтерферометров, о которых речь шла во введении к этой книге. Так как разрешающая способность таких интерферометров фантастически велика, порядка одной тысячной секунды дуги, то выполненные с их помощью наблюдения позволили выявить пространственную структуру источников аномального излучения линий OH. Эта структура оказалась весьма нетривиальной.

Рассмотрим для определенности один из хорошо исследованных источников, находя-

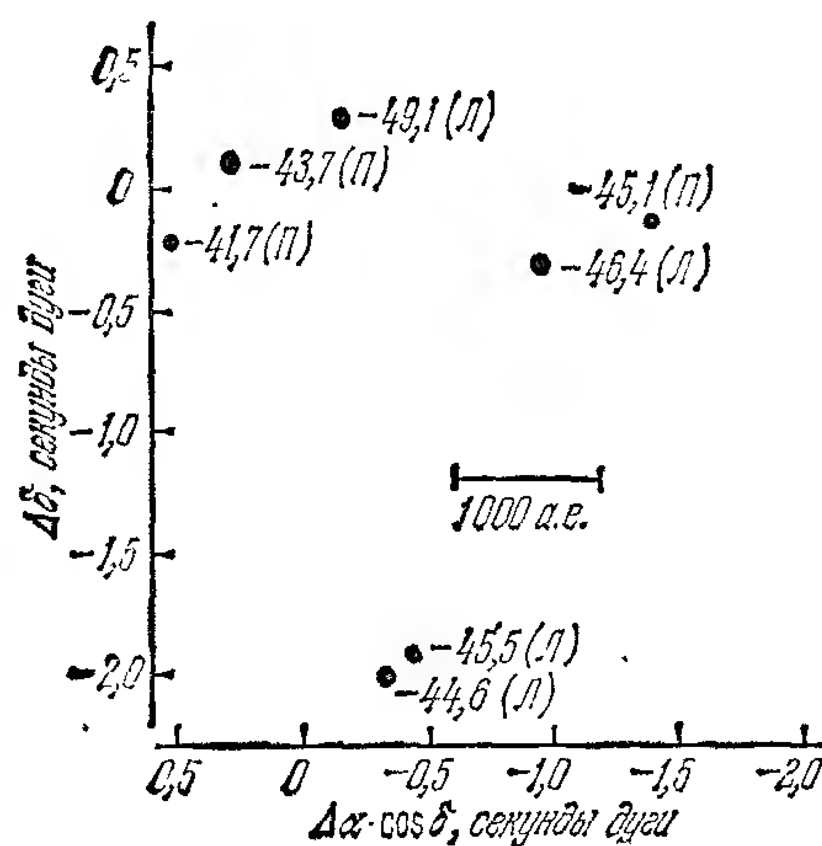


Рис. 4.2. Структура мазерного источника в туманности W 3 (числа означают лучевые скорости конденсаций, символы «Л» и «П» означают левую и правую круговую поляризацию излучения соответствующих конденсаций).

щийся в «диффузной» туманности W 3 (рис. 4.2). Сравнительно грубые интерференционные наблюдения позволили сделать вывод, что угловые размеры этого источника около 1,5 секунды дуги. Однако наблюдения на «межконтинентальном» интерферометре показали, что в этом случае на площадке размером в $1'',5$ «разбросано» около десятка исключительно компактных источников, каждый из которых излучает *одну* очень узкую линию, причем частоты линий от различных источников несколько различны и соответствуют частотам «максимумов» спектрального профиля, приведенного на рис. 4.1. Угловые размеры каждого из таких источников исключительно малы, порядка нескольких тысячных секунды дуги! Зная расстояние до туманности W 3 (около 2000 парсек), по измеренным угловым размерам можно найти линейные размеры излучающих яркие линии «облаков». Они не превышают 10^{14} см, что всего в десять раз больше, чем расстояние от Земли до Солнца. Заметим, что существуют красные гигантские звезды, размеры которых близки к 10^{14} см. Протяженность всей области, в которой находятся эти облака, не превышает сотой доли парсека. Эти облака движутся, что следует из небольших различий в частотах линий OH, излучаемых каждым из таких облаков. Указанные различия обусловлены эффектом Доплера, откуда следует, что относительные скорости облаков порядка нескольких километров в секунду. Аналогичной структурой обладают и другие источники аномального излучения линий OH.

По мере накопления наблюдательного материала выяснилось, что источники загадочного излучения отнюдь не образуют однородную группу объектов. Оказалось, что существуют по крайней мере три типа таких источников. Первый тип характеризуется огромной интенсивностью компонент линий гидроксила с частотами 1665 и 1667 МГц. Источники этого типа ассоциируются с зонами H II и имеют структуру, которая была описана выше. Источники второго типа характеризуются только усилением компоненты 1612 МГц. Эти источники надежно отождествляются с красными и инфракрасными гигантскими звездами. Наконец, у источников третьего типа усиливается линия 1720 МГц. Обычно они проектируются на радиотуманности — остатки вспышек сверхновых звезд (см. § 16). Хотя последние два типа источников, конечно, весьма интересны, особый интерес представляют источники первого типа, так как скорее всего именно они имеют отношение к процессу звездообразования.

Сочетание очень большого *потока* радиоизлучения от облаков с их исключительно малыми угловыми размерами означает, что поверхностная яркость источников фантастически велика. Мы можем эту яркость выразить в температурных единицах. Если бы аб-

солютно черное тело на частотах линий имело бы такую же поверхностную яркость, его температура была бы больше, чем 10^{14} К. Тот факт, что спектральная ширина линий соответствует температуре всего лишь в несколько десятков кельвинов, означает, что найденная выше «яркостная» температура никакого отношения к реальной, кинетической температуре излучающего вещества не имеет.

В 1969 г. группа сотрудников Калифорнийского университета во главе с упоминавшимся выше профессором Таунсом открыла новый тип исключительно ярких «сверхкомпактных» источников, излучающих радиолинию водяных паров на волне 1,35 см. Эта линия возникает при переходах между шестым и пятым вращательными уровнями основного электронно-колебательного состояния трехатомной молекулы H_2O. Как правило, эти источники наблюдаются там же, где и компактные источники OH первого типа. Яркостная температура источников H_2O даже больше, чем у источников OH, и достигает рекордного значения 10^{15} К! По-видимому, она выше, так как методами межконтинентальной радиоинтерферометрии для большинства этих источников определена лишь верхняя граница угловых размеров, которая в ряде случаев равна 0,0003 секунды дуги.

Существенной особенностью компактных источников «аномального» излучения в линиях H_2O является их переменность. За какие-нибудь несколько недель или даже дней меняются интенсивности отдельных «пиков» профиля, их ширины, поляризация и даже лучевые скорости «пиков». В отдельных случаях эти вариации проходят за гораздо более короткое время, например, за 5 минут. Уже из одного этого факта при некоторых простых предположениях следует вывод, что линейные размеры источников должны быть малы. Вряд ли они превосходят расстояние, которое свет проходит за время вариаций. Например, если последнее равно пяти минутам, верхняя граница размеров источников должна быть $\sim 10^{13}$ см, что почти равно расстоянию от Земли до Солнца. Заметим в этой связи, что у ряда источников OH также наблюдается переменность излучения, но она происходит значительно медленнее, чем у источников H_2O. Хотя координаты компактных источников H_2O в пределах секунды дуги совпадают с координатами компактных источников OH, профили радиолиний 1,35 см и 18 см, как правило, не показывают детального совпадения отдельных «пиков». Так как тонкая структура источников H_2O имеет такой же вид, что и у источников OH (т. е. очень маленькие конденсации, каждая из которых излучает отдельный спектральный пик, разбросанные по области размером в несколько секунд дуги), можно сделать вывод, что в одной и той же области порядка нескольких сотых парсека движутся как «облака», излучающие только линии H_2O, так и облака, излучающие только OH. В отличие от линии OH, линии H_2O неполяризованы.

Что же это за механизм излучения, который сочетает в себе, казалось бы, несочетаемые характеристики: необычно высокую яркостную температуру с низкой кинетической? Астрономам не пришлось такой механизм придумывать, К тому времени, когда были открыты линии «мистериума», физики уже свыше 10 лет пользовались квантовыми генераторами «когерентного» излучения — мазерами (в радиодиапазоне) и лазерами (в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах). Совершенно естественно, что довольно скоро после открытия удивительных ярких линий OH было понято, что источники этих линий суть не что иное, как *естественные космические мазеры*. Основной особенностью всякого мазера является отсутствие в нем теплового равновесия между излучающими атомами (молекулами) и окружающей средой. Напомним, как работает обычный мазер. Для этого следует вспомнить основы теории излучения, заложенные Эйнштейном еще в 1915 г. Мы ограничим наше рассмотрение только излучением в отдельных спектральных линиях (хотя это вовсе не обязательно). Такое излучение возникает при переходах между «верхним» и «нижним» уровнями всякой атомной системы. Величайшая заслуга Эйнштейна состоит в том, что он показал, что существуют два типа таких переходов. Первый тип — это так называемые «спонтанные» или «самопроизвольные» переходы, когда атом без всякой внешней причины, так сказать, «сам по себе», переходит из более возбужденного

состояния в менее возбужденное, излучая при этом квант. Это явление просто означает, что возбужденные состояния атомных систем нестабильны. Стабильным состоянием (т. е. таким состоянием, в котором атомная система может пребывать сколь угодно долго) может быть только «основное», «самое глубокое» состояние. Об этом подробно уже шла речь в § 2.

Однако находящийся на возбужденном («верхнем») уровне атом может совершить переход «вниз» не только спонтанно, но и под влиянием взаимодействующих с ним квантов поля излучения, в котором атомная система находится. Эти кванты должны иметь ту же энергию, что и кванты, излучаемые атомной системой при соответствующем переходе. Такой тип переходов называется «вынужденным» или «индуцированным». Существенно, что «индуцированный» квант распространяется в том же направлении, что и «индуцирующий». Обозначим концентрацию частиц на верхнем уровне через n_2, а на нижнем n_1. Тогда число сопровождающихся излучением квантов переходов в единице объема за единицу времени запишется так:

$$Z_2 = n_2(A_{21} + B_{21}u_{21}), \tag{4.1}$$

где A_{21} — вероятность спонтанных переходов, u_{21} — плотность излучения на частоте рассматриваемой спектральной линии, $B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h\nu_{12}^3}A_{21}$, где h — постоянная Планка, c — скорость света, ν_{12} — частота линии.

Величины A_{21} и B_{21} называются «эйнштейновскими коэффициентами».

С другой стороны, атомы (молекулы), находящиеся на «нижнем» уровне будут *поглощать* кванты той же частоты и переходить на верхний уровень. Число таких переходов в единице объема за единицу времени будет равно

$$Z = n_1 B_{12} u_{21}, \tag{4.2}$$

где $B_{12} = B_{21}$ (с точностью до некоторого множителя, который мы для упрощения выкладок будем считать равным единице). Процесс (4.2) описывает поглощение излучения при его прохождении через вещество. Если бы не было процессов излучения, описываемых формулой (4.1), то интенсивность излучения I_ν после прохождения им слоя газа толщиною l уменьшилась бы по закону

$$I_\nu = I_\nu^0 e^{-\varkappa_\nu l}, \tag{4.3}$$

где I_ν^0 — интенсивность до прохождения слоя газа, а величина $\varkappa_\nu$, пропорциональная эйнштейновскому коэффициенту B_{12}, называется коэффициентом поглощения. Учет индуцированных переходов, очевидно, *уменьшает* коэффициент поглощения, ибо переходы приводят к появлению *новых* квантов, распространяющихся в том же направлении, что и падающие на вещество. В результате этого коэффициент поглощения изменяется:

$$\varkappa_\nu' = \varkappa_\nu \left(1 - \frac{n_2}{n_1}\right). \tag{4.4}$$

При тепловом равновесии отношение n_2/n_1 описывается известной формулой Больцмана

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}}. \tag{4.5}$$

Как видим, при любой температуре это отношение всегда меньше единицы. В этом случае учет индуцированных переходов приводит лишь к *уменьшению* коэффициента поглощения. Этот эффект особенно силен на низких частотах радиодиапазона. Например, из-за индуцированных переходов коэффициент поглощения межзвездного водорода для линии 21 см уменьшается в сотни раз!

Однако при отсутствии теплового равновесия между излучением и средой может возникнуть такая ситуация, при которой $n_2 > n_1$. В этом случае коэффициент поглощения становится *отрицательным* (см. формулу (4.4)). Тогда наступает удивительное явление: излучение, проходя через среду, вместо того, чтобы уменьшать свою интенсивность (как это всегда наблюдается в житейской практике), становится *более* интенсивным. Это можно понять как «лавинообразное» увеличение числа фотонов по мере их прохождения через такую среду: число индуцированных квантов стремительно нарастает и этот процесс «перекрывает» неизбежные процессы поглощения. Среда, обладающая такими необычными свойствами, называется «активированной». Формально, на основании формулы Больцмана, мы можем такой среде приписать отрицательную температуру.

«Сама по себе», т. е. по причине только «равновесных», тепловых процессов, отрицательная температура в среде никогда не возникнет. Для того чтобы это произошло, т. е. чтобы среда «активировалась», необходимо, чтобы действовали какие-то неравновесные процессы, приводящие к аномально высокому возбуждению «верхнего» уровня атомной системы. Такие процессы носят образное название «накачки». Накачка, например, может осуществиться путем облучения вещества мощным потоком монохроматического излучения, переводящим атомную систему из «нижнего» уровня на некоторый третий уровень, более высокий, чем второй. Частота такого излучения, конечно, больше, чем ν_{12}. При переходах атомной системы с третьего уровня «вниз» может реализоваться избыточная «населенность» второго уровня. Такая накачка искусственно переводит атомную систему с «первого» уровня на «второй», тем самым создавая в ней «отрицательную» температуру. Излишне говорить, что как только накачка прекратит свое действие, все «станет на свое место», температура будет положительной и никакого усиления излучения на частоте ν_{12} не будет. Описанный прием «активации» среды очень часто применяется в практике работы с лабораторными мазерами и лазерами, однако он не является единственно возможным. Например, все большее значение приобретает так называемая «химическая» накачка. Суть ее состоит в том, что при разного рода химических процессах между атомами и молекулами могут образовываться частицы «рабочего вещества» (т. е. молекул или атомов, которые осуществляют мазерное усиление спектральной линии) преимущественно во втором (т. е. возбужденном) состоянии.

Мазерное излучение в высокой степени *когерентно*, так как между индуцирующими и индуцируемыми квантами существуют правильные фазовые отношения. Оно может обеспечить почти стопроцентную поляризацию, если «активированная» среда усиливает только излучение определенного вида поляризации. Мазерное излучение может обладать весьма острой направленностью, недостижимой ни в каких прожекторных устройствах. Это достигается тем, что можно усиливать только излучение, идущее в строго определенном направлении. С другой стороны, в принципе, можно изготовить почти «изотропные» мазеры.

Если бы на газ, являющийся «рабочим веществом» мазера, действовала только «накачка», в нем установилась бы некоторая «отрицательная температура», или, говоря проще, концентрация молекул на «верхнем» уровне была бы на величину $\Delta n = n_2 - n_1$ больше, чем на нижнем. Но в реальном газе действуют процессы, стремящиеся *уменьшить* эту «избыточную» населенность возбужденного уровня. К числу таких процессов прежде всего относятся *столкновения* между молекулами, стремящиеся установить больцмановское распределение между обоими уровнями, описываемое формулой (4.2). А при таком распределении «населенность» «второго» уровня всегда будет *меньше*, чем первого. Другим процессом, уменьшающим «избыточную» населенность более высокого уровня, является индуцированное излучение и поглощение. Если плотность излучения достаточно велика, то, как следует из формул (4.1) и (4.2), баланс между этими процессами приведет к равенству населенностей обоих уровней. Итак, в реальном газе как бы «противоборствуют» друг с другом две тенденции: накачка стремится установить некоторую определенную

избыточную населенность высшего уровня, в то время как столкновения и индуцированные процессы стремятся ее *выровнять*. От соотношения между этими двумя тенденциями зависят условия работы реальных мазеров.

Рассмотрим эти условия с количественной стороны. Пусть некоторый процесс накачки при отсутствии «конкурирующих» процессов столкновений и индуцированного излучения и поглощения создает «избыточную» населенность «верхнего уровня» Δn_0. С учетом «конкурирующих» процессов избыточная населенность будет равна

$$\Delta n = \frac{\Delta n_0}{1 + 2\frac{W_{\text{с}} + W_{\text{и}}}{W_{\text{н}}}} \tag{4.6}$$

где $W_{\text{с}}$, $W_{\text{и}}$ и $W_{\text{н}}$ — рассчитанные на одну молекулу вероятности столкновений, индуцированных процессов и накачки. Например, $W_{\text{н}}$ дает для одной молекулы число актов возбуждения накачкой «второго» уровня за одну секунду. $W_{\text{н}} = \frac{\Omega}{c} B_{12} I$, где Ω — телесный угол мазерного пучка.

Рассмотрим сначала случай, когда $W_{\text{н}} \gg W_{\text{с}} + W_{\text{и}}$ т. е. поле излучения квантов с частотой ν_{12} имеет сравнительно малую плотность. В этом случае, как показывают расчеты, интенсивность, выходящая из «активированного» слоя газа, будет равна

$$I_\nu = I_\nu^0 e^{\varkappa_\nu l} + \frac{\varepsilon_\gamma}{\varkappa_\nu} e^{\varkappa_\nu l}, \tag{4.7}$$

где, как и прежде, I означает протяженность слоя газа, в котором происходит мазерное усиление, $\varepsilon_\nu = \frac{A_{21} \cdot h\nu_{21} \cdot n_2}{4\pi \Delta\nu_D}$ — энергия излучения единицы объема в единичном телесном угле в единичном интервале частот за единицу времени, обусловленная *спонтанными* переходами, $\Delta\nu_D$ — ширина усиливаемой линии, выраженная в единицах частоты (с^{-1} или Гц), I_ν^0 — интенсивность излучения до его прохождения через «активированный» газ, $\varkappa_\nu = \frac{\sqrt{\pi}}{8\pi} \frac{c^2}{\Delta\nu_D} \frac{A_{21} \Delta n}{\nu^2} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2}$ — коэффициент «отрицательного поглощения». Из формулы (4.7) следует, что работающий при таких условиях мазер (он называется «ненасыщенным») экспоненциально, т. е. очень «круто», усиливает излучение «подложки», падающее на его заднюю стенку, и «собственное» спонтанное излучение в линии ν_{12}, возникающее в толще газа. Так как коэффициент поглощения $\varkappa_\nu$ очень резко зависит от частоты (в пределах ширины линии), то. в силу экспоненциального характера усиления наиболее сильно будет усиливаться самая центральная часть линии, в результате чего ширина линии становится меньше раз в 5—6.

Если толщина газового слоя l достаточно велика, то интенсивность излучения становится настолько значительной, что индуцированные процессы начинают менять избыточную населенность второго уровня, что приводит к изменениям характера работы мазера и, прежде всего, его усиления. При $W_{\text{н}} \ll W_{\text{и}}$ и $W_{\text{и}} \gg W_{\text{с}}$, мы будем иметь уже *насыщенный* мазер. В этом случае, как показывают простые расчеты,

$$I_\nu = I_\nu^0 + \frac{\Delta n W_{\text{н}} h\nu l}{\Omega \Delta\nu} + \varepsilon_\nu l. \tag{4.8}$$

Из этой формулы следует, что интенсивность излучения на выходе насыщенного мазера складывается из излучения «подложки» (которое не усиливается), индуцированного излучения и спонтанного излучения. Во всех представляющих практический интерес случаях второй член в формуле (4.8) значительно превосходит остальные. Он имеет весьма простой смысл: интенсивность мазерного излучения определяется только мощностью механизма накачки. Количество выходящих из мазера квантов усиливаемой радиации не превосходит количества актов накачки во всем объеме мазера. Если накачка осуществляется путем поглощения «рабочими» молекулами более высокочастотных квантов, то

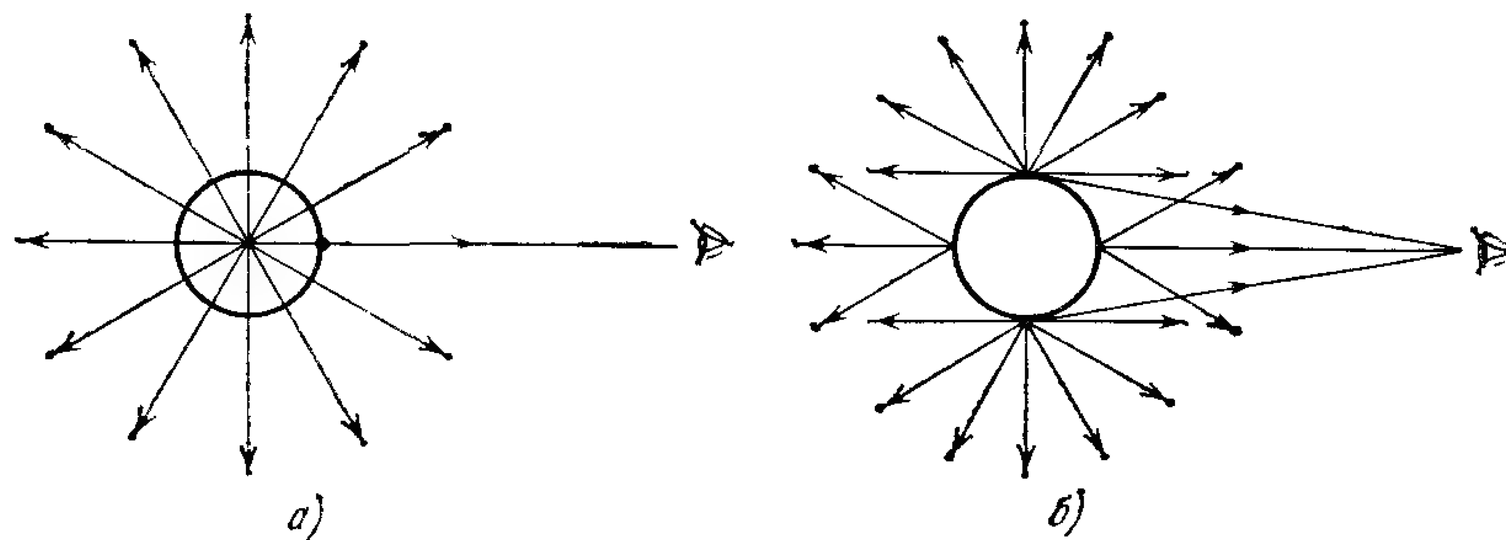


Рис. 4.3. Схема, иллюстрирующая излучение изотропного мазера («ежик»).

можно утверждать, что для насыщенного мазера количество «мазерных» квантов меньше квантов накачки (все эти величины относятся к единице времени).

Вариации интенсивности ненасыщенного мазера легко объясняются вариациями интенсивности «подложки», которой пропорциональна усиливаемая интенсивность (см. формулу (4.7)). В случае насыщенного мазера вариации интенсивности зависят только от его внутренних свойств, например, мощности, накачки, длины и пр. Интенсивность насыщенного мазера растет с ростом l по линейному закону, т. е. гораздо медленнее, чем у ненасыщенного. В насыщенном мазере спектральная ширина линий не уменьшается. Заметим, однако, что в начале усиления, т. е. при сравнительно малом l, каждый мазер является ненасыщенным. Поэтому на выходе насыщенного мазера ширина спектральной линии все-таки значительно уменьшается.

Как уже говорилось выше, мазеры могут быть как остронаправленными, так и более или менее изотропными. В последнем случае наблюдаемые угловые размеры источника излучения оказываются значительно меньше угловых размеров объема, где происходит усиление. Особенно велик этот эффект для насыщенных мазеров, где в видимом центре шарообразного газового объема будет наблюдаться горячее пятно, диаметр которого в десятки раз меньше диаметра облака. Образно можно представить себе излучение такого сферического мазера в виде своеобразного «ежика» (рис. 4.3, а) в отличие от «обыкновенного» излучателя, схематически представленного на рис. 4.3, б). Если усиливающая излучение область имеет цилиндрическую форму, то излучение будет выходить преимущественно из торцов цилиндра, т. е. оно будет достаточно направленным.

Все свойства компактных, чрезвычайно ярких радиоисточников, излучающих в линиях OH и H_2O, говорят о том, что радиоастрономы обнаружили естественные космические мазеры. Как уже говорилось выше, поток радиоизлучения от этих источников необычно велик. Например, на волне 1,35 см (линия H_2O) поток от источника, известного под названием W 49, достигает 10 000 единиц спектральной плотности потока[1]. Это — огромная величина. Никакие другие источники космического радиоизлучения, находящиеся за пределами Солнечной системы, не посылают к нам на этом диапазоне таких потоков. Даже Луна, расположенная в самой непосредственной близости к Земле, посылает нам в этом диапазоне поток, который, рассчитанный на единицу частоты, всего лишь примерно в 30 раз больше. Заметим в этой связи, что источник W 49 весьма от нас удален. Расстояние до него около 14 000 пс, т. е. он находится в совершенно другой части Галактики. Это расстояние в тысячу миллиардов раз больше, чем расстояние от Земли до Луны, а ведь потоки излучения обратно пропорциональны квадрату расстояния до источника. Мощность излучения W 49 в линии водяных паров порядка 10^{31} эрг/с, т. е. всего лишь в несколько сотен раз меньше болометрической светимости Солнца. Для радиодиапазона, тем более в одной узкой спектральной линии, это непомерно большая величина.

Сделаем теперь оценку физических характеристик источников мазерного излучения I

[1]Единица спектральной плотности потока равна 10^{-26} Вт/м^2 · Гц.

типа. Из измеренных угловых размеров излучающих областей (10^{-2}—10^{-3} секунды дуги) в сочетании с известными расстояниями до зон H II, в которых эти источники находятся, следует, что линейные размеры космических мазеров $l \sim 10^{14}$ см — всего лишь на порядок больше радиуса орбиты Земли. Для того чтобы яркостная температура была 10^{13}—10^{15} K, нужно, чтобы излучение увеличило свою интенсивность в 10^{12}—10^{14} раз. Напомним, что в радиочастотном диапазоне интенсивность пропорциональна яркостной температуре (формула Рэлея—Джинса!). Для нашей грубой оценки будем считать мазер ненасыщенным. Тогда из формулы (4.7) следует, что

$$e^{\varkappa_\nu l} \sim 10^{12}\text{—}10^{14},$$

откуда $\varkappa_\nu l \sim 30$. В выражение для коэффициента отрицательного поглощения $\varkappa_{\nu_{12}} \sim \frac{\Delta n}{\Delta n_D} \frac{A_{21} c^2}{\nu^2}$ входит эйнштейновский коэффициент A_{21}, который в нашем случае равен $\sim 10^{-11}$ с$^{-1}$. Величина $\Delta\nu_D \sim 10^3$ с$^{-1}$, откуда $\Delta n \sim 1$ см$^{-3}$. Примем, что $\Delta n/n \sim 0{,}1$. Тогда концентрация молекул гидроксила $n \sim 10$ см$^{-3}$, что в сотни миллионов раз больше, чем в «нормальных» облаках межзвездного газа (см. § 2). Для насыщенного мазера (что более вероятно) величина n получается значительно больше. Полная концентрация всех атомов и молекул в области мазерного излучения должна быть по меньшей мере 10^6—10^7 см$^{-3}$. Отсюда следует, что эти области никак уже нельзя рассматривать как плотные облака межзвездной среды. Скорее это похоже на разреженные атмосферы звезд-гигантов, да и линейные размеры у них одного порядка. С учетом того, что мазерный эффект уменьшает ширины линий в несколько раз, кинетическая температура среды, в которой усиливается излучение, вряд ли превосходит 2—3 тысячи кельвинов. Скорее она даже меньше. Таким образом, по своим физическим свойствам области мазерного излучения напоминают протяженные атмосферы холодных гигантских звезд.

Потоки мазерного излучения от наиболее ярких источников настолько велики, что они могли бы быть, в принципе, обнаружены даже при той чувствительности радиотелескопов, которая была в 1950—1955 гг. Для этого надо было знать «только» частоту этого излучения и упорно искать источники. Но сами мазеры были изобретены на Земле лишь в 1954 г... Об этом стоит подумать, когда говорят о роли астрономии для практики и о взаимосвязи «чистых» и «прикладных» наук... Сейчас, когда мазеры и лазеры стали могучим орудием переживаемой нами в настоящее время научно-технической революции, мы уже не удивляемся, что в естественной космической среде, при отсутствии теплового равновесия между излучением и веществом, могут реализовываться условия, приводящие к мазерным эффектам. Проблема состоит в том, чтобы понять, каким образом эти условия возникают и прежде всего — какой механизм «накачки» действует в космических мазерах?

Естественнее всего считать, что механизм накачки космических мазеров, работающих на линиях OH и H_2O, является «радиационным». Особенно это относится к молекулам гидроксила, имеющим богатейший инфракрасный и ультрафиолетовый спектры. Можно полагать, что при отсутствии термодинамического равновесия в сравнительной близости от «сторонних» источников инфракрасного или ультрафиолетового излучения поглощение этого излучения в различных линиях и последующие «каскадные» переходы на нижележащие уровни в конечном счете могут привести к аномально высокой населенности возбужденных уровней этих молекул. Первая гипотеза о природе накачки исходила из представления, что накачка «верхнего» уровня лямбда-удвоения основного вращательного уровня молекулы OH происходит при поглощении ультрафиолетовых квантов, соответствующих резонансному электронному переходу у этой молекулы. В этом случае длина волны излучения накачки 3080 Å.

Основанием для этой гипотезы было то, что первоначально открытые источники аномального излучения, относящиеся к первому типу, находились в областях H II, внутри

которых, как известно, находятся горячие O—B-звезды (см. § 2). Можно было полагать, что излучение этих звезд в ближней ультрафиолетовой области достаточно мощно, чтобы обеспечить необходимую накачку. Увы, эти ожидания не оправдались!

Дело в том, что есть все основания полагать, что мазеры от ярких космических источников OH (так же, как и H_2O) *насыщенны*. Это следует из спектрального профиля отдельных «пиков», который во всех исследовавшихся случаях является *гауссовым* (т. е. уменьшение интенсивности по мере удаления от центра пика следует закону $I \backsim e^{-(\alpha\Delta\nu)^2}$, где $\Delta\nu$ — расстояние от центра «пика»). Гауссов профиль является необходимым атрибутом линий насыщенного мазера. Если же мазер ненасыщенный, то интенсивность будет спадать с ростом $\Delta\nu$ по другому закону. Коль скоро наш мазер насыщенный, можно утверждать, что число квантов накачки должно быть никак не меньше, чем число мазерных радиоквантов, излучаемых источником. Следует, однако, помнить, что каждый ультрафиолетовый квант накачки имеет энергию в $\frac{18}{3\cdot10^{-5}} \approx 6\cdot10^5$ раз большую, чем радиоквант. С другой стороны, только очень узкая полоска непрерывного спектра горячих звезд идет на накачку. Отсюда, например, следует, что в мощнейшем источнике мазерного излучения W 49 для обеспечения нужной накачки должно находиться около 1000 звезд спектрального класса O. Между тем для поддержания оптического излучения этого источника требуется не больше 10 таких горячих звезд!

Наш расчет получен в предположении, что излучение космических мазеров обладает малой направленностью, т. е. телесный угол Ω близок к единице. Конечно, делая Ω достаточно малым, например, $\sim 1/100$, мы можем описанную выше энергетическую трудность снять. Но тогда мы неизбежно столкнемся с другой трудностью: если $\Omega \ll 1$, то должно быть по крайней мере в сотни раз большее количество источников мазерного излучения, чьи «лучи» направлены мимо нас. Это потребует непомерно большого количества горячих звезд в Галактике, чего заведомо не наблюдается. Другим недостатком такого механизма накачки является сильное поглощение ультрафиолетового излучения космической пылью, в большом количестве находящейся в источниках космического мазерного излучения. Итак, механизм накачки ультрафиолетовым излучением находящихся поблизости от источников OH горячих звезд оказался несостоятельным.

Вскоре после открытия источников мазерного излучения на линиях OH автор этой книги в 1966 г. высказал гипотезу, что накачка может осуществляться инфракрасными квантами вращательно-колебательного спектра OH. Источником такого инфракрасного излучения накачки могут быть звездообразные объекты, имеющие высокую светимость в длинноволновой спектральной области, т. е. сочетающие сравнительно низкую температуру поверхности и огромные линейные размеры. Вполне естественно было предположить, что такими инфракрасными объектами могут быть *протозвезды*. Действительно, уже на стадии свободного падения протозвезды должны быть мощными источниками инфракрасного излучения. На последующей стадии гравитационного сжатия (так называемая «стадия Хаяши» — см. § 5) протозвезды также должны быть источниками мощного инфракрасного излучения, так как их поверхностные температуры в течение довольно длительного времени поддерживаются на постоянном уровне, близком к 3500 K. Заметим, что в 1966 г. были известны только источники OH, отождествляемые с зонами H II, в которых имеются молодые звезды, входящие в ассоциации, и где, как можно полагать, процесс звездообразования продолжается «на наших глазах» либо недавно кончился. Итак, нами была высказана гипотеза, что мазерные источники OH связаны с рождением звезд, а механизмом накачки является инфракрасное излучение протозвезд.

Эта гипотеза сразу же привлекла к себе внимание и в последующие годы интенсивно разрабатывалась рядом авторов. Одновременно шел быстрый процесс накопления наблюдательного материала, приведший к выяснению структуры источников, их отождествлению с другими объектами и классификации на три группы. Говоря о накачке инфракрасными квантами, следует иметь в виду два совершенно различных процесса. Во-первых,

накачка может осуществляться квантами близкой инфракрасной области с длиной волны 2,8 мкм. Такие кванты возбуждают высшие колебательные уровни молекул OH, переходы с которых «вниз» могут создать «избыточную» населенность исходного для излучения линии 18 см уровня. Во-вторых, накачка может осуществляться «далекими» инфракрасными квантами с длинами волн ~ 120 и ~ 80 мкм, возбуждающими вращательные уровни OH. Развитие теории потребовало значительного усложнения картины накачки. В частности, при расчете накачки «далекими» инфракрасными «вращательными» квантами потребовалось рассмотрение процессов многократного рассеяния таких квантов в среде, где находятся молекулы OH. Тщательные вычисления показали, что одни лишь «вращательные» кванты могут обеспечить мазерный эффект только для компонент лямбда-удвоения с частотами 1612 и 1720 МГц. Таким образом, они не могут обеспечить избыточную населенность для исходных уровней основных компонент линии 18 см — 1665 и 1667 МГц, которые как раз характерны для источников первого типа. Однако и результат для линии 1612 МГц представляет большой интерес. Учет одновременного присутствия большого количества квантов в «близкой» инфракрасной области при достаточно высокой кинетической температуре среды (2000 K) дополнительно даст сравнительно небольшую избыточную населенность и для «верхних» уровней линий 1665 и 1667 МГц. Следовательно, при таких условиях можно ожидать очень яркую линию 1612 МГц и значительно более слабые линии 1665 и 1667 МГц, между тем как линия 1720 МГц должна быть в поглощении. Но как раз это и наблюдается для источников излучения OH II типа, отождествляемых с инфракрасными звездами!

Лучше всего исследован источник этого типа, отождествляемый с незадолго до этого открытой инфракрасной звездой NML Лебедя. Эта звезда находится сравнительно близко от Солнца. Подобные объекты представляют собой красные гигантские звезды «позднего» спектрального класса M с очень большим избытком инфракрасного излучения в диапазоне 2—5 мкм. Указанный инфракрасный избыток объясняется плотной пылевой оболочкой, окружающей эти звезды. Такая оболочка поглощает излучение своей «центральной» звезды, нагревается до температуры 600—800 K и переизлучает его в инфракрасную область. Наряду с мазерным излучением в линии 1612 МГц эти звезды излучают также мазерное излучение в линии паров воды 1,35 см. У звезд такого типа наблюдается несколько компонент линии 1612 МГц, немного отличающихся по частоте. Обычно эти компоненты образуют в каждой звезде две группы, причем спектральное расстояние между этими группами соответствует разнице «доплеровских» скоростей в несколько десятков километров. Эти группы называются «красная» (с большей лучевой скоростью) и «синяя». Скорее всего, наличие этих двух групп линий связано с вращением звезды. Очень возможно, что объекты типа NML Лебедя представляют собой не звезды, а протозвезды, хотя это пока еще не доказано. Вообще, проблема далеко не так проста. Дело осложняется еще и тем, что некоторые красные сверхгиганты с неправильно сильно меняющимся блеском типа знаменитой звезды «Мира Кита» также обнаруживают мазерные линии излучения 1612 МГц (OH) (довольно умеренной интенсивности) и линию водяного пара 1,35 см. В инфракрасном спектре поглощения у этих звезд обнаружены линии водяного пара. Но звезды типа Миры Кита заведомо не являются молодыми, что следует хотя бы из их пространственного распределения.

Этот пример показывает, что излучение мазерных линий может и не быть связанным с процессами звездообразования. Поэтому очень актуальной задачей современной астрономии является выяснение возраста объектов типа NML Лебедя.

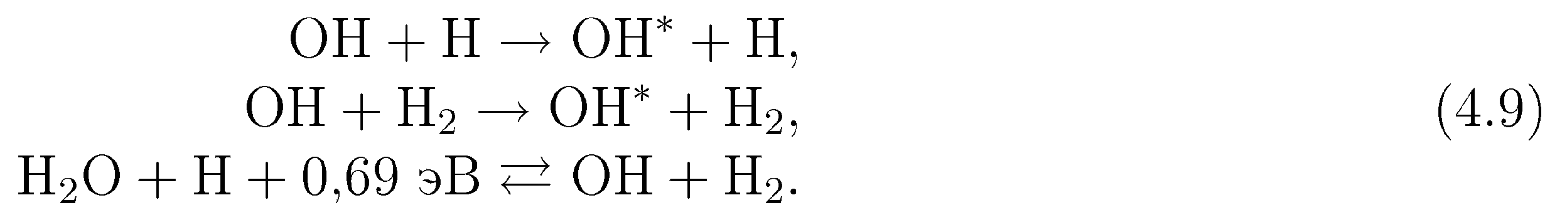
Источники мазерного излучения OH третьего типа, в которых усиливается линия 1720 МГц, скорее всего генетически связаны с расширяющимися туманностями — остатками вспышек сверхновых звезд (см. часть III). Следует, впрочем, заметить, что мазерные источники «III типа» пока еще очень плохо исследованы. По-видимому, за фронтом ударной

волны, вызываемой в межзвездной среде взрывом сверхновой (см. § 16), образуется плотный, довольно холодный газ с большим содержанием молекул.

Но вернемся к источникам OH и H_2O первого типа, находящимся в зонах H II. Ведь именно эти источники скорее всего связаны с процессом звездообразования. Следует заметить, что в непосредственной близости от таких источников наблюдаются как «точечные» (т. е. «звездообразные»), так и протяженные инфракрасные источники. Следовательно, возможность накачки инфракрасными квантами пока исключить нельзя. Тем не менее в последнее время для таких мазерных источников все большее предпочтение исследователи оказывают *химическим* механизмам накачки.

Выше были получены (правда, весьма грубо) самые общие физические характеристики мазерных источников. Напомним, что эти источники должны представлять собой довольно плотные газовые облака, кинетическая температура которых может быть 1—2 тысячи градусов, а размеры близки к размерам красных сверхгигантов. Протяженность областей мазерного усиления для самых ярких источников в линии H_2O, следующая из наблюдаемых 5-минутных вариаций потока, вряд ли превышает «астрономическую единицу» — расстояние от Земли до Солнца, равное $1{,}5 \cdot 10^{13}$ см. Тогда из теории насыщенного мазера (см. формулу (4.8), где $W_{\text{н}} \sim 1\ \text{с}^{-1}$) следует, что концентрация «рабочих молекул» воды должна быть $\sim 10^6$ см$^{-3}$, а полная концентрация всех молекул (преимущественно H_2) должна быть $\sim 10^{10}$ см$^{-3}$. При такой высокой плотности весьма велика вероятность столкновения между частицами. Например, обычная «газо-кинетическая» частота столкновений $W_{\text{c}} \sim n_{H_2} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot V \approx 1\ \text{с}^{-1}$, где $\boldsymbol{\sigma} \sim 10^{-15}$ см^2 — поперечное сечение молекулы, $V \sim 10^5$ см/с — ее скорость (при оценке величины n мы приняли $W_{\text{н}} \sim W_{\text{c}}$). Среди столкновений будут и такие, которые сопровождаются образованием возбужденных молекул OH. В результате такого «химического возбуждения» может возникнуть избыточная населенность исходных для излучения радиолиний OH и H_2O уровней.

Следует заметить, что эта проблема кинетики химических реакций довольно сложна и окончательного решения вопроса о возможности химической накачки космических мазеров пока еще нет. Разными авторами рассчитывались различные реакции, которые, по идее, могли бы обеспечить химическую накачку космических мазеров. Укажем, например, на такие реакции:



$$\begin{aligned} \mathrm{OH} + \mathrm{H} &\rightarrow \mathrm{OH}^* + \mathrm{H}, \\ \mathrm{OH} + \mathrm{H_2} &\rightarrow \mathrm{OH}^* + \mathrm{H_2}, \\ \mathrm{H_2O} + \mathrm{H} + 0{,}69\ \text{эВ} &\rightleftarrows \mathrm{OH} + \mathrm{H_2}. \end{aligned} \tag{4.9}$$

Значок «звездочка» означает возбужденное состояние молекулы. Некоторые из предложенных реакций являются экзотермическими (например, реакция образования воды $\mathrm{OH} + \mathrm{H_2} \rightarrow \mathrm{H_2O} + \mathrm{H} + 0{,}69$ эВ). Сравнительно высокая кинетическая температура газа поэтому является благоприятным фактором. Очень перспективно образование возбужденных молекул OH и H_2O на фронте ударной волны. Такие волны следует ожидать в протозвездах на самых поздних фазах стадии свободного падения, а также в «старых» остатках сверхновых (см. ниже). Возбужденные молекулы OH могут образовываться также при столкновении молекул воды со сравнительно энергичными атомами или ионами водорода:



$$\mathrm{H_2O} + \mathrm{H} + 5{,}2\ \text{эВ} \rightarrow \mathrm{OH}^* + 2\mathrm{H}. \tag{4.10}$$

Для этого механизма накачки большой трудностью является вопрос: откуда берутся такие энергичные атомы или ионы атомарного водорода? Возможно, что и в этом случае ударные волны могут «спасти положение». Наконец, не следует забывать о наличии большого количества пылинок в области генерации мазерного излучения. Пылинки могут быть катализаторами химических реакций, приводящих к образованию возбужденных молекул OH и H_2O. Кроме того, сравнительно быстрые протоны, которые могут образо-

ваться на фронтах ударных волн, будут просто «выбивать» возбужденные молекулы OH из поверхностного слоя «ледяных» пылинок, вернее,— кристалликов льда.

Мы видим, что проблема накачки космических мазеров первого типа может быть и, по-видимому, является труднейшей проблемой современной «астрохимии». Можно, однако, надеяться, что она будет решена в близком будущем.

В заключение этого параграфа мы резюмируем аргументы в пользу связи источников мазерного излучения радиолиний OH и H_2O с областями, где происходит процесс звездообразования.

1. Многие, хотя и не все, мазерные источники связаны с яркими зонами H II. Эти области межзвездной среды возбуждаются к свечению очень горячими массивными звездами спектральных классов O и B, которые, как будет показано ниже, являются молодыми объектами. Вместе с тем нужно подчеркнуть, что далеко не во всех зонах H II наблюдаются мазерные источники. В этой связи следует заметить, что возраст различных зон H II меняется в довольно широких пределах — от нескольких десятков тысяч до нескольких миллионов лет. Похоже на то, что мазерные источники OH и H_2O группируются преимущественно в молодых зонах H II. Хорошим примером «молодой» зоны H II является известная туманность Ориона.

2. Вскоре после открытия космических мазеров в зонах H II, где они наблюдаются, были обнаружены до тех пор неизвестные радиоисточники нового типа. Их спектр оказался по своему характеру тепловым, а угловые размеры очень малыми — порядка нескольких секунд дуги. Стало ясно, что излучают малые, довольно плотные облака плазмы, нагретые до температуры около 10 000 K. То, что эти источники по своей природе являются тепловыми, наглядно доказывается наличием в их спектре рекомбинационных радиолиний водорода (см. § 2). Описанные источники получили название «компактных H II областей». Линейные размеры этих образований порядка 0,1 парсека, а концентрация электронов в них $\sim 10^4$—10^5 см$^{-3}$, т. е. в сотни раз больше среднего значения для ярких H II областей. Компактные H II области ионизованы и излучают только потому, что внутри них должна находиться горячая O—B звезда. Но такие звезды там не наблюдаются, так же как не наблюдаются и сами компактные H II области в оптических лучах. Вывод отсюда только один: там имеется огромная толща поглощающей свет пыли. С другой стороны, плотность окружающей среды, как правило, ниже, чем внутри компактной H II зоны, где температура в сотню раз выше. Следовательно, внешнее давление никак не может остановить расширение компактной зоны H II и последующее ее рассеяние за время порядка нескольких десятков тысяч лет. Значит, компактные H II зоны и находящиеся внутри них горячие массивные звезды представляют собой «ультрамолодые» объекты: они образовались «на памяти» кроманьонского человека! Откуда же взялся там газ, масса которого порядка нескольких солнечных масс или даже больше? Все говорит о том, что этот газ — «остаток» диффузной среды, из которой образовалась звезда. Там очень много пыли, делающей такой объект совершенно непрозрачным для оптических лучей. Поэтому находящиеся внутри компактных H II областей звезды получили образное название «звезды-коконы». Исключительный интерес представляет то обстоятельство, что очень многие мазерные источники OH и H_2O, принадлежащие к первому типу, в пределах ошибок наблюдений (которые очень малы, порядка секунды дуги) совпадают с компактными H II областями. Тесная ассоциация мазерных источников первого типа с компактными H II областями, несомненно, доказывает их молодость и прямую связь с процессом звездообразования (см. § 5).

3. Многие мазерные источники первого типа отождествляются с «точечными» инфракрасными источниками. В данном случае слово «точечные» означает, что их угло-

вые размеры меньше 2″. Такие инфракрасные объекты наблюдаются, в частности, в туманностях Ориона, W 3 и W 49, где находятся самые яркие мазерные источники. Тщательные исследования типичного «точечного» инфракрасного источника в туманности Ориона (он там находится рядом с источником длинноволнового инфракрасного излучения с угловым диаметром около 30′, о котором речь шла выше) показали, что его никак нельзя рассматривать как «нормальную» звезду высокой светимости, погруженную в плотное пылевое облако. Вычисленный по его излучению диаметр точечного источника в Орионе равен 50 астрономическим единицам, в то время как в W 3 он около 600. Температура излучающего плотного газово-пылевого облака, которым является такой источник, равна соответственно 550 и 350 кельвинов. Полная светимость таких объектов в тысячи раз превышает светимость Солнца. Таким образом, вся совокупность наблюдений говорит о том, что эти объекты являются не чем иным, как *протозвездными оболочками*. Более подробно об этом будет говориться в § 5.

Итак, мы можем теперь с полным основанием сказать, что образовавшиеся из диффузной межзвездной среды протозвезды как бы «громко кричат», используя для этого новейшую технику квантовой радиофизики... Что касается «первых шагов» новорожденных звезд, то об этом будет разговор в следующем параграфе.

§ 5. Эволюция протозвезд и протозвездных оболочек

В § 3 мы довольно подробно рассматривали вопрос о конденсации в протозвезды плотных холодных молекулярных облаков, на которые из-за гравитационной неустойчивости распадается газово-пылевой комплекс межзвездной среды. Здесь важно еще раз подчеркнуть, что этот процесс является *закономерным*, т. е. *неизбежным*. В самом деле, тепловая неустойчивость межзвездной среды, о которой шла речь в § 2, неизбежно ведет к ее *фрагментации*, т. е. к разделению на отдельные, сравнительно плотные облака и межоблачную среду. Однако собственная сила тяжести не может сжать облака — для этого они недостаточно плотны и велики. Но тут «вступает в игру» либо ударная волна, сжимающая межзвездную среду в спиральном рукаве (см. § 2), либо межзвездное магнитное поле и характерная для него неустойчивость Рэлея — Тэйлора. В системе силовых линий этого поля неизбежно образуются довольно глубокие «ямы», куда «стекаются» облака межзвездной среды (см. § 3). Это приводит к образованию огромных газово-пылевых комплексов. В таких комплексах образуется слой холодного газа, так как ионизующее межзвездный углерод ультрафиолетовое излучение звезд сильно поглощается находящейся в плотном комплексе космической пылью, а нейтральные атомы углерода сильно охлаждают межзвездный газ и «термостатируют» его при очень низкой температуре — порядка 5—10 кельвинов. Так как в холодном слое давление газа равно внешнему давлению окружающего более нагретого газа, то плотность в этом слое значительно выше и достигает нескольких тысяч атомов H и молекул H_2 на кубический сантиметр. Под влиянием собственной гравитации холодный слой, после того как он достигнет толщины около одного парсека, начнет «фрагментировать» на отдельные, еще более плотные сгустки, которые под воздействием собственной гравитации будут продолжать сжиматься. Таким вполне естественным образом в межзвездной среде возникают ассоциации протозвезд. Каждая такая протозвезда эволюционирует со скоростью, зависящей от ее массы.

В § 3 мы уже рассматривали самую раннюю фазу эволюции протозвезды — фазу «свободного падения». Эта фаза кончается после того, как благодаря возросшей плотности протозвезда (которая до этого сжималась при более или менее постоянной температуре) станет непрозрачной к собственному инфракрасному излучению. После этого температура ее центральных областей начнет быстро расти. Таким образом, возникает большая разность температур между наружными и внутренними слоями. По этой причине освобождающаяся при сжатии гравитационная энергия должна каким-то образом «транспортироваться» наружу.

Дальнейшая эволюция протозвезды была теоретически рассчитана японским астрофизиком Хаяши, который первым обратил внимание на то, что транспорт энергии в сжимающейся протозвезде должен осуществляться путем *конвекции* (а не лучеиспусканием, как полагали астрономы до 1961 г., когда были опубликованы исследования Хаяши). Как будет рассказано в § 7, конвекция развивается тогда, когда другие возможности переноса вырабатываемой в недрах звезд энергии ограничены. В самых наружных, «фотосферных» слоях протозвезды механическая энергия бурных конвективных движений, которыми охвачен весь ее объем, должна трансформироваться в энергию излучения, уходящую в мировое пространство. В миниатюрном масштабе такая картина наблюдается в наружных слоях солнечной атмосферы — так называемой «хромосфере», сравнительно высокая

температура которой поддерживается механической энергией волн от конвективных потоков, идущих из подфотосферных слоев Солнца. Но у нашего светила конвекцией охвачены только наружные слои. Гораздо более близкими к условиям в протозвезде являются условия в красных гигантах, большая часть объема которых до самой поверхности охвачена бурной конвекцией (см. рис. 11.3).

Температура, при которой энергия конвективных потоков переходит в энергию излучения, определяется многочисленными причинами, например, химическим составом и пр. Чисто эмпирически можно принять, что в поверхностных слоях протозвезды баланс между притоком механической энергии конвекции и излучением устанавливает температуру, близкую к температуре фотосфер красных гигантов, т. е. ~ 3500 K. Более точные расчеты дают для температуры наружных слоев протозвезд несколько меньшее значение, ~ 2500 K. Любопытно, что эти же расчеты приводят к зависимости температуры поверхности протозвезды от ее массы M и светимости L в виде

$$T_{\text{п}} \propto M^{7/31} L^{1/32}, \tag{5.1}$$

т. е. эта температура практически совсем не зависит от светимости протозвезды и очень слабо — от ее массы. Итак, температура на поверхности охваченной конвекцией протозвезды на протяжении всей «стадии Хаяши» ее эволюции остается почти постоянной. Так как при этом ее радиус все время уменьшается (ибо она под влиянием собственной гравитации продолжает сжиматься), светимость протозвезды на этой стадии будет непрерывно *уменьшаться*. Максимальная светимость будет иметь место в течение сравнительно короткого времени, когда во всем объеме протозвезды установится конвекция. Для грубой оценки величины этой максимальной светимости («вспышки») примем для радиуса протозвезды при установлении в ней конвекции формулу (3.8), полученную в § 3. Это означает, в частности, что мы заранее предполагаем, что конвекция в протозвезде наступает сравнительно быстро, т. е. за время установления конвекции протозвезда «не успеет» заметно сжаться. Тогда светимость протозвезды во время «вспышки» будет описываться простой формулой:

$$L = \left(\frac{T_1}{T_\odot}\right)^4 \left(\frac{R_1}{R_\odot}\right)^2 \approx 10^4 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 L_\odot. \tag{5.2}$$

Длительность вспышки можно оценить, разделив величину освободившейся при сжатии протозвезды гравитационной энергии GM/R_1 на L. Она оказывается порядка нескольких лет, т, е. действительно небольшой.

В § 3 было показано, что в конце «стадии свободного падения» у сжимающейся протозвезды также должна быть яркая сравнительно кратковременная вспышка инфракрасного излучения, когда светимость в тысячи раз превосходит болометрическую светимость Солнца. Вторая вспышка, о которой только что шла речь, должна произойти довольно скоро после первой. Обе вспышки будут сильно отличаться по спектральному составу своего излучения. Во время первой вспышки излучение должно быть сосредоточено в длинноволновой ($\sim$ 20—30 мкм) инфракрасной части спектра, в то время как основная часть излучения во время второй вспышки падает на ближнюю инфракрасную часть спектра ($\sim$ 1—2 мкм). При современном состоянии теории и достигнутом сейчас уровне наблюдательной астрономии нельзя также исключить возможность того, что обе вспышки у протозвезд не разделены во времени, а практически сливаются.

После вспышки, сопутствующей окончанию установления конвекции во всем объеме протозвезды, последняя, как уже говорилось, продолжает сжиматься, причем температура ее поверхности поддерживается на почти постоянном уровне (см. выше). Поэтому светимость протозвезды будет убывать обратно пропорционально квадрату ее радиуса. В то же время температура ее недр непрерывно повышается. И вот наступает момент,

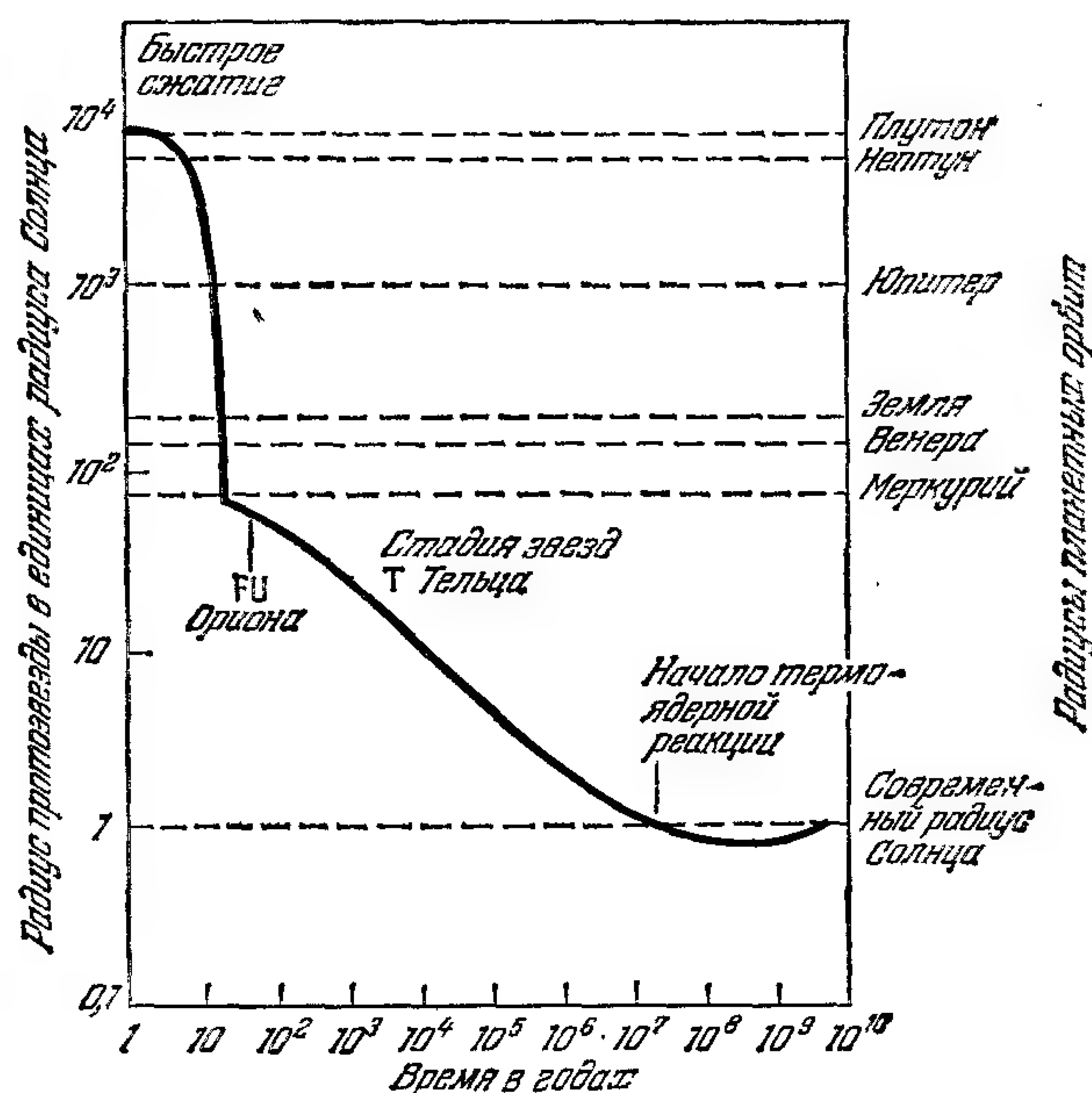


Рис. 5.1. Теоретическая зависимость радиуса протозвезды от времени.

когда температура там поднимается до нескольких миллионов градусов и «включаются» первые термоядерные реакции на легких элементах (литий, бериллий, бор) с низким «кулоновским барьером» (см. § 8). Протозвезда при этом будет продолжать сжиматься, так как «продукция» термоядерной энергии все еще недостаточна для того, чтобы разогреть ее недра до такой температуры, при которой давление газа уравновесит силу гравитации. Только после того как продолжающийся рост температуры в недрах протозвезды сделает возможным *протон-протонную* или *углеродно-азотную* реакцию (см. § 8), давление газа наконец ее «застабилизирует». Протозвезда станет звездой и, в зависимости от своей массы, займет совершенно определенное место на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Теория строения образующихся таким образом равновесных звезд будет рассматриваться во второй части этой книги.

Мы рассмотрели сейчас процесс эволюции протозвезд в звезды. Само собою разумеется, что наше рассмотрение не является строгим. Оно, по необходимости, носит «полукачественный» характер. Строгое решение проблемы образования звезд из межзвездной среды сейчас вряд ли вообще возможно. Можно только строить отдельные куски теории, постоянно контролируя ее наблюдениями.

На рис. 5.1 схематически представлена зависимость радиуса протозвезды, первоначальная масса которой была равна массе Солнца, от времени. Для масштаба горизонтальные прерывистые линии соответствуют радиусам орбит планет Солнечной системы. Мы видим, что в начале «стадии свободного падения» сжимающейся под воздействием собственной гравитации протозвезды, еще недавно бывшей плотным, холодным «молекулярным» облаком, ее радиус близок к радиусу орбиты Плутона. При этом средняя концентрация частиц (преимущественно молекул водорода) была $\sim 10^{12}$ см$^{-3}$. Стадия свободного падения (начатая от такой плотности) имеет длительность немногим больше 10 лет (см. формулу (3.7)). За это короткое время протозвезда сжимается до размеров орбиты Меркурия, т. е. примерно в сто раз. Конечно, этому этапу предшествовал существенно более длительный этап сжатия облака с первоначальной плотностью 10^5—10^6 см$^{-3}$ до размеров орбиты Плутона. Далее, сжатие протозвезды резко замедляется, так как она становится непрозрачной к собственному излучению. Наступает «стадия Хаяши» в жизни охваченной конвекцией протозвезды. В самом начале этой стадии должна быть «вспышка» (см. выше). Через несколько десятков миллионов лет сжатие протозвезды почти прекращается и она «садится» на главную последовательность.

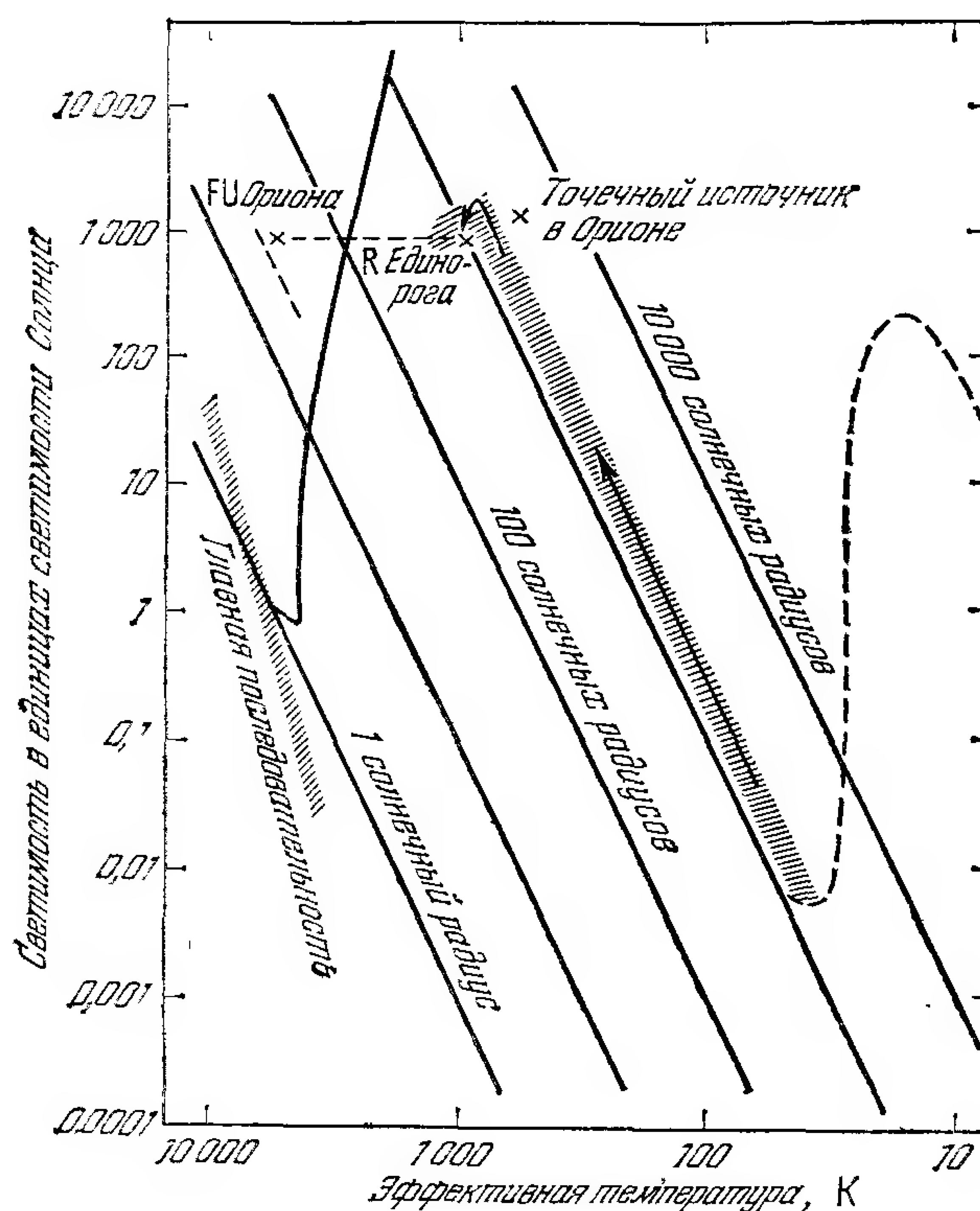


Рис. 5.2. Эволюционный трек протозвезды на диаграмме Герцшпрунга—Рессела.

На рис. 5.2 изображен эволюционный «трек» протозвезды на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Стадия свободного падения протозвезды, когда она холодна и прозрачна, изображена (схематически, конечно) штриховой кривой в правой части рисунка. Максимум этой кривой соответствует наступлению непрозрачности и связан с первой вспышкой длинноволнового инфракрасного излучения. После наступления непрозрачности болометрическая светимость протозвезды быстро уменьшается, после чего следует очень быстрый ее рост, связанный с «закипанием» протозвезды из-за выхода наружу конвективных потоков и превращения их энергии в энергию излучения. Наступает вторая вспышка, на этот раз в ближней инфракрасной области. Заметим, что на этой кривой светимость протозвезды в максимуме вспышки в несколько раз меньше, чем по нашей грубой формуле (5.2), что, конечно, нас не должно смущать. Этому кратковременному этапу эволюции протозвезды соответствует широкая штрихованная полоса. Последняя (сплошная) часть эволюционного трека показывает непрерывное уменьшение светимости сжимающейся протозвезды, температура поверхности которой поддерживается на почти постоянном уровне («стадия Хаяши»). Наконец, трек протозвезды доходит до главной последовательности, что означает, что она превратилась в «нормальную» звезду. Следует подчеркнуть еще раз, что длительность отдельных «кусков» эволюционного трека совершенно различна.

Западногерманские астрофизики теоретически рассмотрели задачу о конденсации сферического газово-пылевого облака большой массы в звезду. Численные расчеты были проведены для значений масс 150, 50 и 20 $M_\odot$. Как показывают эти расчеты, в конечном итоге эволюции на главную последовательность приходят звезды с массами 36, 17 и 12 $M_\odot$ соответственно, т. е. существенная часть первоначальной массы облака не конденсируется, а образует «протозвездные оболочки». Именно такие оболочки, эволюция которых рассчитывается, могут быть объектами исследования методами наблюдательной астрономии. Следовательно, открывается новый подход к основной проблеме звездной космогонии. Первоначальный радиус сжимавшихся облаков был принят $\sim 10^{18}$ см, причем облака считались невращающимися и лишенными магнитного поля, что, конечно, является значительным упрощением задачи. Тем не менее, результаты расчетов, как показывают на-

блюдения, довольно верно описывают различные стадии эволюции сжимающегося облака. Резюмируем эти результаты:

1. Спустя несколько сотен тысяч лет после начала сжатия облака и вскоре после того, как внутри сжимающегося облака образуется звездообразное, довольно горячее ядро, вокруг последнего возникает плотный, непрозрачный для оптических лучей газово-пылевой «кокон», внутренний радиус которого $\sim(3—5)\cdot10^{13}$ см, а внешний $\sim 10^{15}$ см. Температура наружных слоев «кокона» $\sim$ 500 K, и он, в принципе, мог бы наблюдаться как инфракрасный источник. Однако холодное вещество сжимающегося облака, находящееся снаружи от «кокона», непрозрачно к инфракрасным лучам. Наблюдатель никакого «кокона» внутри облака не увидит.

2. Мощное ($\sim 1000L_{\odot}$) инфракрасное излучение от «кокона» будет оказывать давление на газово-пылевую среду оболочки. По этой причине сжатие оболочки довольно быстро (через несколько десятков тысяч лет) остановит сжатие наружных слоев облака, которые после этого начнут *расширяться*. Таким образом, возникает наружная газово-пылевая оболочка или внешний «кокон», радиус которого $\sim 10^7$ см. В дальнейшем как внутренний, так и внешний «коконы» расширяются. Начиная с некоторого момента, толщина внешнего «кокона» настолько уменьшается, что через него видно инфракрасное излучение более компактного и горячего внутреннего «кокона». Поэтому внешний наблюдатель «увидит» в инфракрасных лучах компактный «горячий» источник ($T \sim 500$ K — 1000 K), окруженный более протяженным и холодным ($T \sim 200$ K) источником. Именно такая ситуация и наблюдается в некоторых случаях (например, в Орионе, см. выше).

3. До сих пор ионизованный газ находился только в малой области внутри внутреннего «кокона». Связанный с этим газом поток теплового радиоизлучения очень мал и не может быть наблюдаем. Однако по мере расширения толщина внутреннего кокона становится настолько малой, что через него начнет проходить ионизующее ультрафиолетовое излучение протозвезды. Таким образом, всего лишь за несколько тысяч лет внутри внешнего «кокона» образуется очень компактная H II область, окруженная холодным неионизованным газом. На этой фазе наблюдатель будет видеть весьма компактную H II область, окруженную более протяженным инфракрасным источником. Такая комбинация источников также довольно часто наблюдается.

4. Образовавшаяся таким образом компактная H II область быстро расширяется и довольно скоро достигнет внутренней границы внешнего «кокона». Наблюдатель увидит H II область и инфракрасный источник с одинаковыми размерами.

5. После того как весь наружный «кокон» станет ионизованным, образуется компактная H II область нового типа, масса которой остается постоянной, а яркость радиоизлучения быстро уменьшается (см. более подробно об этом в § 13). Ионизационный фронт будет распространяться через окружающую протозвездное облако разреженную среду, образуя при этом обычную протяженную H II область. Среднее время жизни таких H II областей (т. е. среднее время жизни обычных облаков H II) по оценке проф. Мецгера (Бонн, ФРГ), много сделавшего в области радиоастрономических исследований процесса звездообразования, составляет примерно $5 \cdot 10^5$ лет.

Набросанный сейчас «сценарий» образования звезд (см. рис. 5.3) позволяет сделать следующие, важные для наблюдательной астрономии выводы:

а) На самой ранней фазе «свободного падения» (для звезд класса O $\sim 10^5$ лет) сжимающееся протозвездное облако не наблюдаемо.

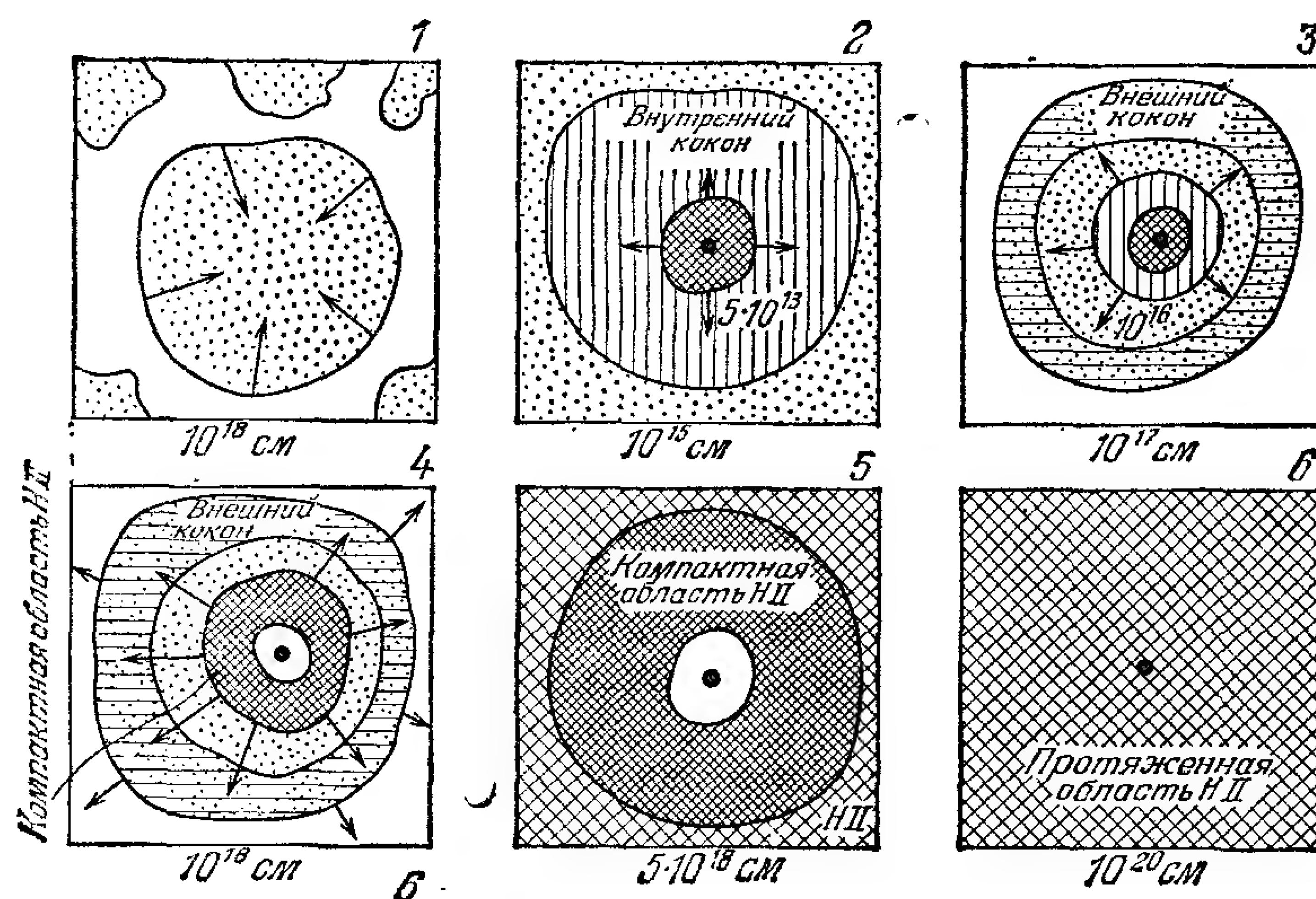


Рис. 5.3. Различные фазы сжатия протопланетного облака.

б) В течение следующих $\sim 10^4$ лет протозвезда может наблюдаться как инфракрасный источник. Никакой компактной области Н II при этом не наблюдается.

в) После того как протозвезда превратилась в звезду, т. е. «села» на главную последовательность, образуется расширяющаяся компактная Н II область, окруженная внешним, сравнительно холодным «коконом». Эта фаза также длится около 10^4 лет.

г) Последняя фаза — следы компактной Н II области (уже «выевшей» внешний «кокон»), окруженной протяженной областью сравнительно малой яркости, длится до миллиона лет.

Хотя положенная в основу расчетов модель, как уже подчеркивалось выше, весьма схематична, основные черты эволюции протозвездных облаков и звезды она, по-видимому, отражает верно, что доказывается ее хорошим согласием с большим количеством наблюдений, выполненных в последнее время, в частности, под руководством Мецгера в Бонне. Следует также не забывать, что расчеты, результаты которых рассматривались выше, относятся к весьма массивным протозвездным облакам. Можно, однако, предполагать, что для менее массивных звезд доля массы протозвездного облака, не конденсировавшегося в звезду, будет мала. Поэтому внешний «кокон» может и не образоваться и инфракрасное излучение сравнительно горячего внутреннего «кокона» не будет «экранировано».

В какой степени астрономические наблюдения подтверждают набросанный выше сценарий эволюции протозвездного облака? Прежде всего, требует наблюдательного подтверждения основная картина образования групп звезд в темных молекулярных облаках межзвездной среды. Генетическая связь зон Н II (окружающих молодые горячие массивные звезды) и темных молекулярных облаков известна уже давно: достаточно взглянуть на фотографии диффузных туманностей с включенными в них темными пятнами и другими протяженными деталями (см., например, рис. 2.2—2.3). Новейшие наблюдения существенно дополняют эту картину. Так, например, почти от всех зон Н II обнаружено излучение в молекулярной линии CO $\lambda = 2{,}64$ мм.

Это означает, что там имеется холодный молекулярный газ, являющийся «реликтом» первичного газово-пылевого облака, из которого образовались массивные горячие звезды и «порожденные» ими зоны Н II. В случае, если протозвезды закрыты плотным непрозрачным «коконом», последний переизлучает в инфракрасные кванты все поглощенное протозвездное излучение. Следовательно, измерив мощность инфракрасного источника,

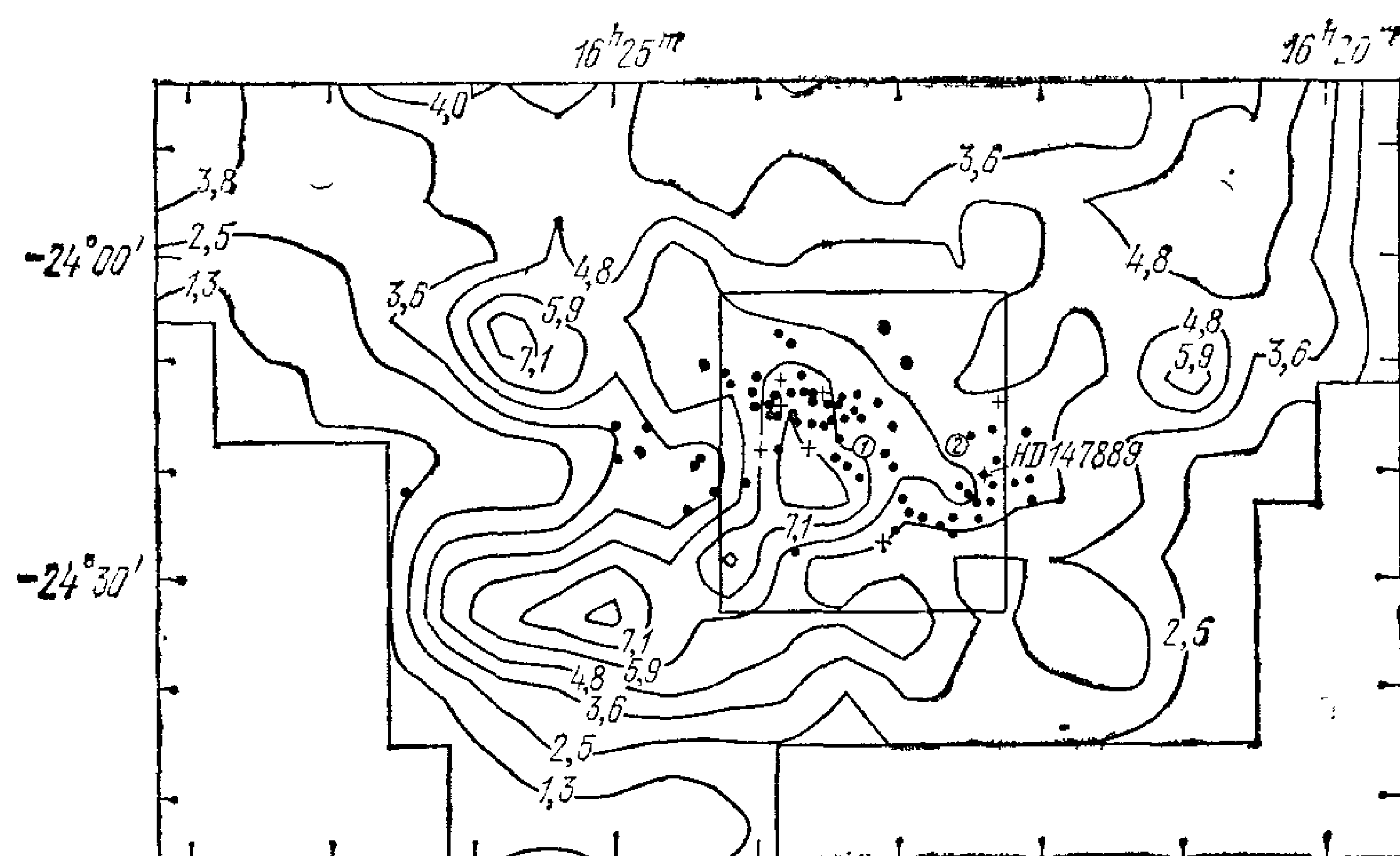


Рис. 5.4. Кривые поглощения света темным облаком в созвездии Змееносца.

можно определить светимость находящейся внутри него невидимой из-за поглощения протозвезды. В ряде случаев мощность компактных инфракрасных источников достигает десятков и сотен тысяч солнечных светимостей, что указывает на наличие массивной протозвезды, которая превратится в звезду спектрального класса O. Следует подчеркнуть, что ассоциации компактных областей H II (представляющих, как было показано выше, более позднюю фазу развития протозвездных оболочек) и инфракрасных источников наблюдаются довольно часто.

Новейшие радиоастрономические исследования в этой области. широко используют наблюдения молекулярной радиолинии CO. В областях HII часто наблюдаются компактные области, в которых интенсивность этой линии повышена. Там находятся, следовательно, плотные конденсации холодного молекулярного газа, окруженные разреженной, горячей средой. Такие конденсации с массой порядка нескольких сотен $M_\odot$, как правило, ассоциируются со скоплениями молодых звезд.

Так как время гравитационного сжатия массивных протозвезд сравнительно невелико, следует ожидать, что около них имеются остатки газово-пылевого облака, из которого они образовались. Речь идет о «протозвездных оболочках», рассмотренных теоретически выше. В случае, когда звезды классов A и B имеют в своих спектрах наряду с линиями поглощения также линии излучения (класс таких звезд обозначается Ae и Be), можно подозревать, что они являются звездами типа T Тельца (см. ниже), т. е. протозвездами. И вот, оказывается, что в большинстве случаев такие звезды окружены компактными молекулярными облаками, в которых усилена радиолиния CO $\lambda = 2{,}64$ мм. Из наблюдений следует также, что эти «околозвездные» облака значительно плотнее и горячее обычных молекулярных облаков, встречающихся в межзвездной среде. Наличие околозвездных плотных облаков следует также из наблюдений рекомбинационной радиолинии углерода. Дело в том, что радиус зоны H II звезды класса B, находящейся внутри плотного облака, мал, между тем как излученных этой звездой квантов в области длин волн 912 Å $< \lambda <$ 1101 Å. (граница ионизации углерода) оказывается достаточно, чтобы образовать довольно протяженную зону ионизации углерода, обилие атомов которого в тысячи раз меньше, чем водорода.

В ряде случаев современная астрономия имеет прямые доказательства того, что внутри плотных, холодных непрозрачных для видимых лучей облаков межзвездного газа содержится скопление очень молодых звезд или протозвезд. Хорошим примером является известное газово-пылевое облако в созвездии Змееносца, находящееся на расстоянии 160 пс от Солнца. В этом темном облаке в инфракрасных лучах (длина волны 2,2 мкм) в области с линейными размерами $\sim 1{,}5$ пс наблюдается около 70 невидимых (из-за поглощения

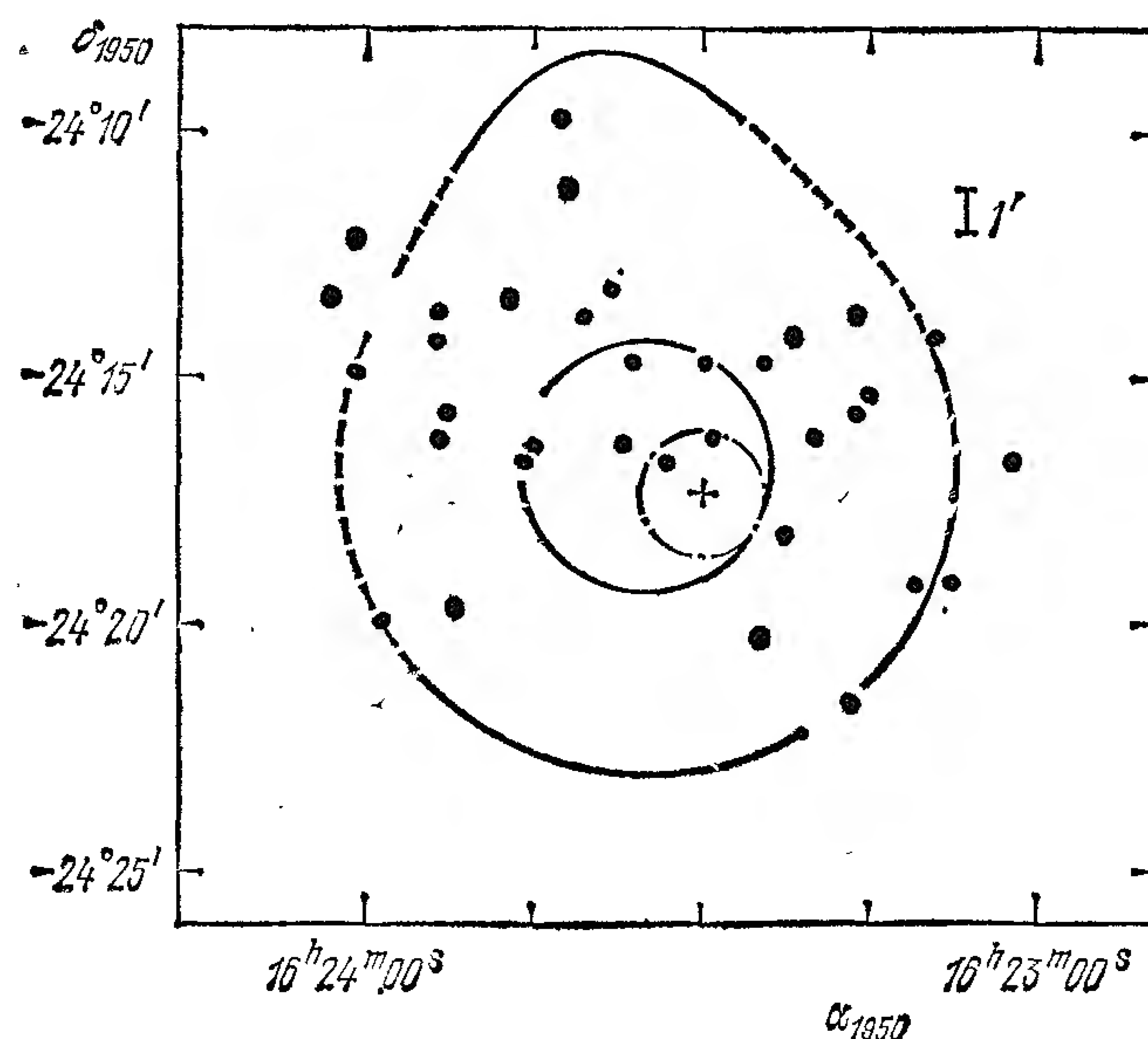


Рис. 5.5. Область темной туманности в созвездии Змееносца в большем масштабе.

в оптических лучах) звезд. Анализ наблюдений показывает, что распределение этих звезд по светимости (так называемая «функция светимости») такое же, как у молодых звездных скоплений. Эти звезды несомненно являются наиболее яркими членами скопления, «погруженного» в плотное облако. Оказывается, что поглощение света от каждой звезды в облаке значительно больше, чем среднее поглощение в облаке. Это означает, что вокруг каждой звезды имеется довольно плотная оболочка, производящая дополнительное поглощение. Интересно еще отметить, что зависимость этого дополнительного поглощения от длины волны отличается от аналогичной зависимости для общего поглощения в облаке. Отсюда следует, что свойства пылинок в протозвездном облаке (например, их размеры и химический состав) отличаются от «средних». На рис. 5.4 приведены кривые поглощения света в облаке Змееносца. Точки дают положения наблюдаемых только в инфракрасных лучах звезд. Подавляющее большинство этих звезд находится внутри сравнительно небольшого квадрата (рис. 5.5). Сплошные линии соответствуют распределению яркости углеродной рекомбинационной радиолинии C 157α, штрих-пунктирная окружность дает положение источника длинноволнового ($\lambda = 25$ мкм) инфракрасного излучения, находящегося в области, где плотность молекулярного газа максимальна ($\sim 10^6$ см^3). В этой же области обнаружено некоторое количество очень маленьких радиоисточников, скорее всего являющихся компактными областями H II. Все описанные выше наблюдательные данные согласованно свидетельствуют о том, что внутри темной туманности в Змееносце находится протозвездное скопление, наиболее массивные члены которого станут звездами спектрального класса B. Это следует из сравнительно большой протяженности области ионизации углерода при отсутствии сколько-нибудь протяженной области H II. В соответствии с рассмотренными выше результатами теоретических расчетов более массивные протозвезды окружены плотными оболочками — «коконами». Можно ожидать, что через сотню тысяч лет образующиеся в этом облаке массивные звезды «сядут» на главную последовательность, ионизуют значительную часть облака, тем самым «просветляя» его, и станут наблюдаемыми в оптическом диапазоне. Не следует, однако, забывать, что целый ряд моментов, касающихся эволюции звезд со сравнительно небольшой массой, пока еще далек от ясности.

Остановимся теперь на наблюдательных данных, касающихся гигантских газово-пылевых комплексов, где, как можно ожидать, процесс образования звезд из диффузной межзвездной среды идет особенно интенсивно. Интерпретация обширных рядов относящихся

сюда радиоастрономических и инфракрасных наблюдений была выполнена главным образом западногерманскими астрономами под руководством проф. Мецгера. Оказывается, что процесс звездообразования происходит несколько различно в газово-пылевых комплексах, находящихся в спиральных рукавах (см. рис. 5.6) и между ними. Основное различие состоит в том, что в первом случае процесс звездообразования происходит практически одновременно, между тем как во втором он может растянуться на много миллионов лет. Это различие можно объяснить разными условиями в прохождении «волны сжатия», стимулирующей конденсацию облаков межзвездной среды в связи с гравитационной неустойчивостью (см. § 3). Если газово-пылевой комплекс находится в рукаве, сжатие газа в его различных частях происходит почти одновременно, между тем как в изолированных комплексах, находящихся между облаками, волне сжатия требуется много миллионов лет, чтобы пройти через весь комплекс.

Рассмотрим теперь несколько более подробно условия в ближайшем к нам «изолированном» газово-пылевом комплексе, находящемся в созвездии Ориона. Часть этого комплекса давно известна: это знаменитая туманность Ориона (см. рис. 2.3). В этом комплексе можно наблюдать молодые звезды на разных стадиях их эволюции («O—B ассоциация» Ориона), компактные H II области, а также протозвезды, находящиеся в плотном непрозрачном облаке холодного газа. На рис. 5.7 приведено распределение яркости в радиолинии ^{13}CO. Это холодное облако видимым образом «разрывает» туманность Ориона (см. рис. 2.3) на две части. Плотность молекулярного газа в облаке очень велика ($\sim 5\cdot 10^4$ см$^{-3}$), а полная масса достигает 2000 $M_\odot$. Горячие O—B звезды, входящие в ассоциацию Ориона, тянутся на 12° к северо-западу от молекулярного облака, причем возраст звезд непрерывно растет к северо-западу, достигая 10^7 лет. Любопытно, что в области самой O—B ассоциации радиолиния CO не наблюдается. Это означает, что холодный молекулярный газ, из которого там образовались звезды, был ионизован и рассеян эволюционировавшими звездами. Недалеко от плотного молекулярного облака находится знаменитая «трапеция» Ориона, состоящая из недавно ($\sim 10^5$ лет) образовавшихся горячих звезд, в то время как внутри молекулярного облака звезды только начали образовываться.

К югу и к северу от молекулярного облака находятся яркие компактные области H II. В области двух максимумов яркости линии CO, соответствующих самым плотным частям молекулярного облака ($n_{H_2} \sim 2\cdot 10^6$ см$^{-3}$ с массой $\sim 200 M_\odot$), наблюдаются источники длинноволнового инфракрасного излучения. Один из таких источников — это знаменитый инфракрасный объект Клейнмана — Лоу. Внутри таких относительно протяженных ($\sim 1'$) источников длинноволнового инфракрасного излучения обнаружены «точечные», судя по спектру значительно более «горячие», источники, связанные скорее всего с протозвездными оболочками. В частности, внутри компактной инфракрасной туманности Клейнмана — Лоу находится «только что севшая» на главную последовательность звезда, причем сейчас можно наблюдать ее внутренний и наружный «коконы». Например, у яркого «точечного» источника, находящеюся внутри туманности Клейнмана — Лоу, были обнаружены инфракрасные линии водорода (серия Брекета), доказывающие, что там имеется очень маленькая ($r = 5\cdot 10^{14}$ см или ~ 30 астрономических единиц) H II область с плотностью $n_e \approx 3\cdot 10^5$ см$^{-3}$. Почти наверняка эта «сверхкомпактная» H II область представляет собой обращенную к звезде часть внутреннего «кокона». Внутри других инфракрасных туманностей (скорее всего — внешних «коконов») находятся менее массивные протозвезды. Сейчас уже можно утверждать, что спустя сотню тысяч лет на месте нынешнего плотного молекулярного облака в Орионе будет наблюдаться еще одна деталь находящейся в этой области неба большой ассоциации. Таким образом обосновывается картина волны сжатия вещества в газово-пылевом комплексе размером в ~ 100 пс, распространяющейся со скоростью ~ 10 км/с и на своем фронте стимулирующей процесс звездообразования. Первопричиной возникновения такой волны может быть, например, сильная ударная волна, образовавшаяся в межзвездной среде во время вспышки сверхновой звезды (см. § 16).

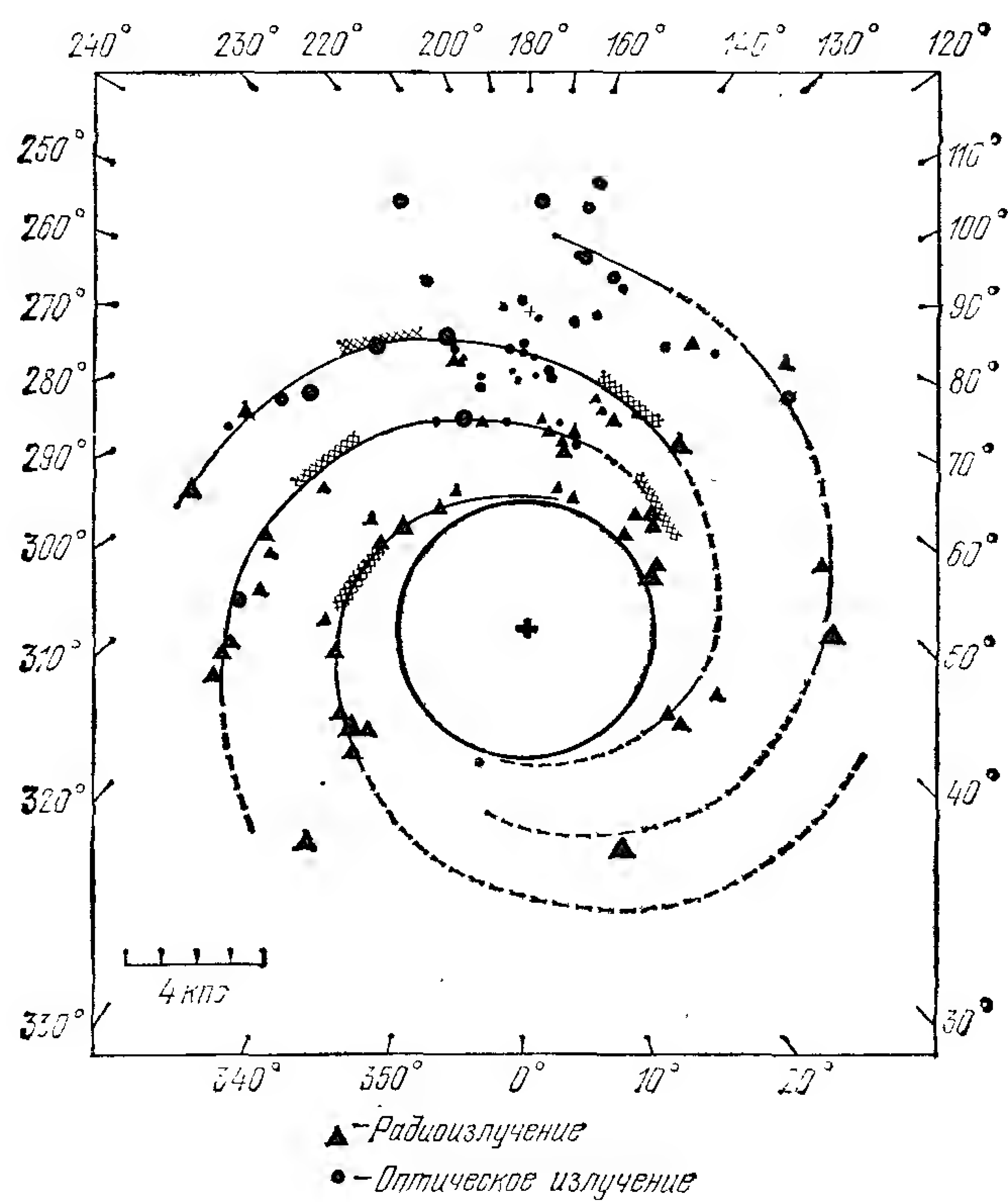


Рис. 5.6. Распределение газово-пылевых комплексов в Галактике.

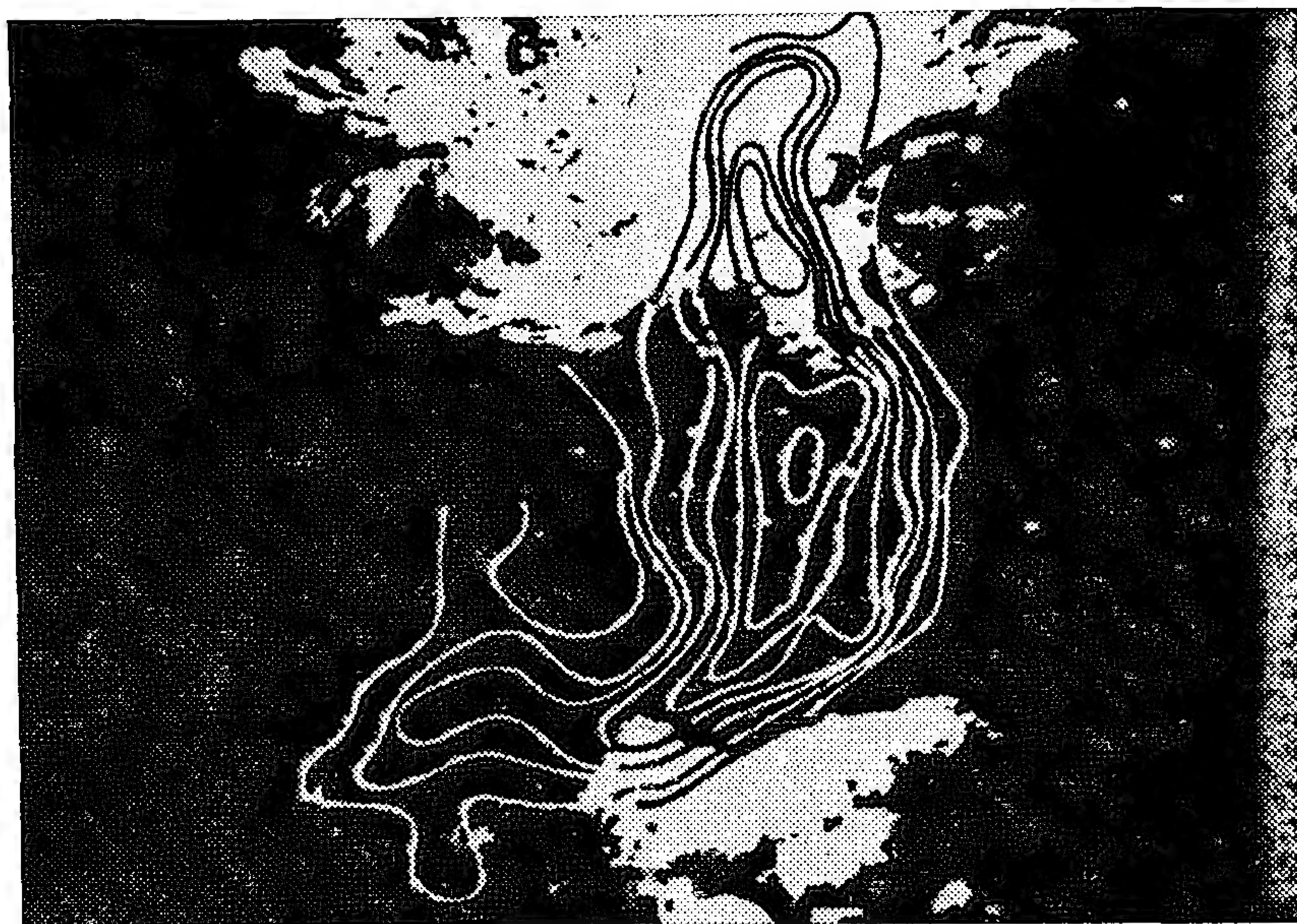


Рис. 5.7. Радиоизофоты линии CO в туманности Ориона.

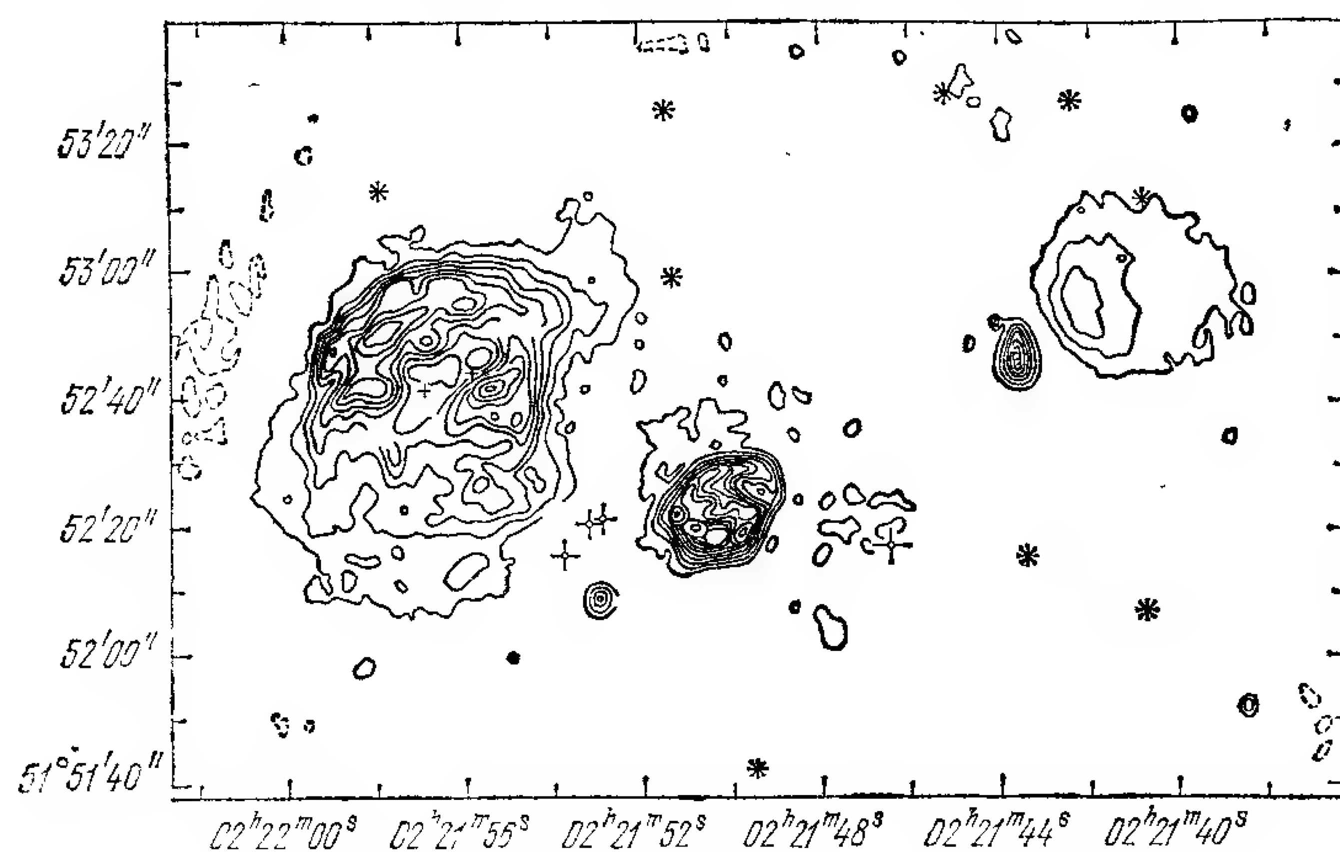


Рис. 5.8. Радиоизофоты центральной части комплекса W 3.

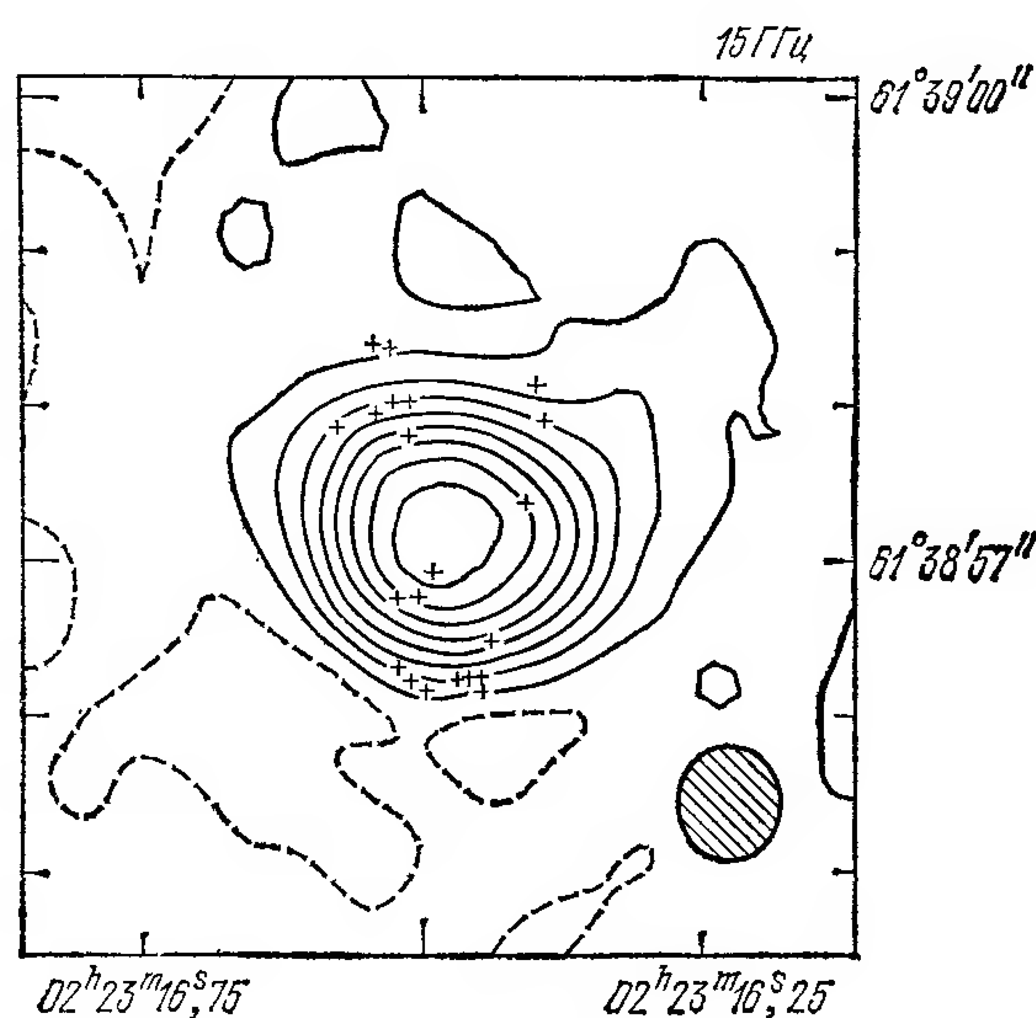


Рис. 5.9. Радиоизофоты компактной области H II в комплексе W 3.

Рассмотрим теперь особенности процесса звездообразования в гигантских газово-пылевых комплексах, находящихся в спиральных рукавах. В качестве примера рассмотрим комплекс W 3 (см. рис. 2.4). Здесь насчитывается несколько компактных H II областей, каждая из которых ионизуется своей горячей массивной звездой или протозвездой. Полная мощность теплового радиоизлучения от этого гигантского комплекса в несколько десятков раз больше, чем от комплекса в Орионе. На рис. 5.8 приведены радиоизофоты центральной части комплекса W 3, полученные на волне 6 см с рекордным угловым разрешением $2''$. Кресты обозначают положение инфракрасных звезд, кресты с точками — мазерных OH и H_2O источников, а звездочки обозначают оптически наблюдаемые звезды. Изображенные на этом рисунке зоны H II окружены холодным неионизованным газом. На рис. 5.9 приведены изофоты компактной H II зоны, находящейся в W 3, полученные с очень высоким угловым разрешением ($0'',65$, т. е. лучше, чем оптические фотографии) на волне 2 см. Линейные размеры области, наполненной ионизованным газом с плотностью $\sim 10^5$ см$^{-3}$, всего лишь около одной сотой парсека, а масса $M = 4 \cdot 10^{-3} M_\odot$. Этот ионизованный газ погружен в темное газово-пылевое облако («кокон»), радиус которого в ~ 10 раз превосходит радиус находящейся внутри зоны H II, что следует из наблюдений радиолинии CO в данной области. Крестиками на рис. 5.9 помечены находящиеся внутри компактной зоны H II мазерные источники OH. На рис. 5.10 приведены изофоты на волне 6 см, полученные для большей области с худшим разрешением ($4''$). Кроме изображенной

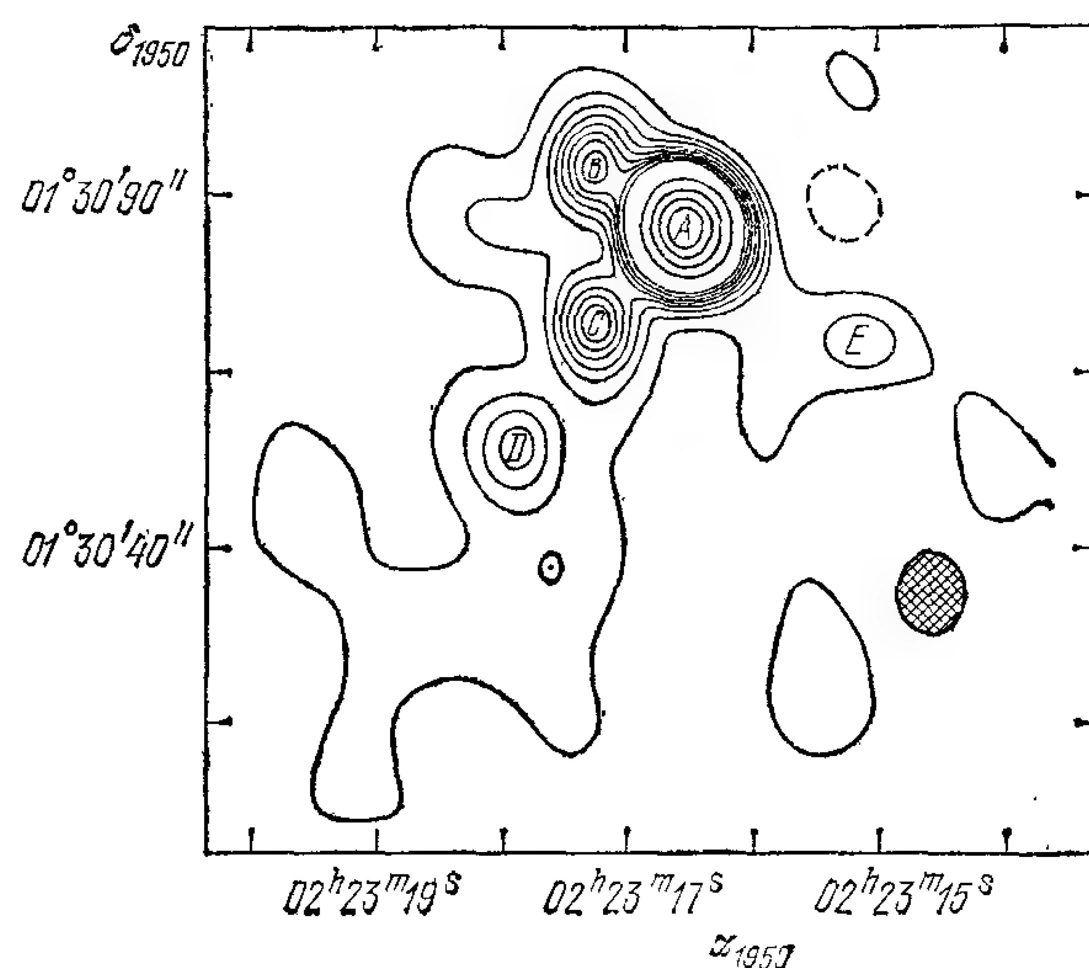


Рис. 5.10. Радиоизофоты компактных областей H II в комплексе W 3 на волне 6 см.

на рис. 5.9 компактной H II области «A» видны еще по крайней мере четыре менее яркие компактные области H II, внутри которых находятся менее массивные протозвезды.

Приблизительно такая же картина наблюдается во всех исследовавшихся газово-пылевых комплексах. Во всех случаях мы наблюдаем характерные комбинации компактных H II, CO и инфракрасных источников, полностью подтверждающих картину конденсации протозвезд из газово-пылевой среды, обрисованную выше. Остается еще сказать несколько слов о месте мазерных источников OH и H_2O в набросанной картине звездообразования. Кое-что об этом говорилось уже в конце § 4, где было обращено внимание на тесную связь между OH мазерами I класса и компактными зонами H II. Хороший пример такой связи изображен на рис. 5.9. Недавно установлено, что с точностью $1''$ мазеры OH совпадают с компактными зонами H II. Анализ этой связи позволяет сделать вывод, что когда размеры расширяющихся компактных зон H II достигают $\sim 0{,}1$ пс, около них уже нет мазерных источников OH. Учитывая скорость расширения компактных зон H II (~ 10 км/с), можно отсюда сделать вывод, что возраст космических мазеров OH не превышает 10^4 лет. Так как при достижении зоной H II размеров $\sim 0{,}1$ пс плотность молекулярного газа в протозвездной оболочке будет $\sim 10^5$ см$^{-3}$, естественно сделать вывод, что мазеры OH работают при плотности $\sim 10^6$ см$^{-3}$ и температуре ~ 100 K, причем они располагаются снаружи от ионизованного фронта. Интересно отметить, что в отличие от мазеров OH мазеры H_2O не совпадают с компактными зонами H II. Похоже на то, что такие «водяные» мазеры ассоциируются с более ранним этапом эволюции протозвездного облака, когда компактная зона H II еще не образовалась. По-видимому, плотность газа в области генерации «водяных» мазеров $\sim 10^9$ см$^{-3}$, а температура $\sim 10^3$ K, что соответствует внутренней части внутреннего «кокона». Возможно, мазер H_2O есть самый ранний указатель образования протозвезды из конденсирующегося протозвездного газово-пылевого облака.

Так обстоит дело с наблюдениями протозвездных оболочек на разных этапах их эволюции. Наряду с этим в настоящее время имеется наблюдательный материал для протозвезд, находящихся в стадии конвективного сжатия. Вот уже свыше 30 лет астрономам известен очень интересный класс звезд, заслуживший по имени их типичного представителя название «звёзды типа T Тельца». Это, как правило, холодные звезды, быстро и беспорядочно меняющие свой блеск. Все говорит о том, что их атмосферы охвачены бурной конвекцией. Характерной особенностью звезд типа T Тельца является наличие в их спектре линий поглощения *лития*, которого там должно быть в сотни раз больше, чем в солнечной атмосфере. Это может означать, что в недрах таких звезд еще не наступили первые ядерные реакции, ведущие к «выгоранию» легких элементов. Звезды типа T

Тельца всегда наблюдаются *группами*, получившими название «Т-ассоциаций». В таких ассоциациях наблюдается скопление плотных облаков газово-пылевой межзвездной среды, в которую звезды типа Т Тельца буквально погружены. Часто (но не всегда) Т-ассоциации совпадают с О-ассоциациями, т. е. группами заведомо молодых массивных горячих звезд. На диаграмме Герцшпрунга — Рессела звезды типа Т Тельца располагаются *выше* главной последовательности. Это вполне объяснимо, если считать их протозвездами на стадии конвективного сжатия: более массивные протозвезды, эволюционирующие в звезды О и В, достигают главной последовательности скорее, в то время как менее массивные протозвезды, наблюдаемые как объекты типа Т Тельца, эволюционируют значительно медленнее.

В спектрах звезд типа Т Тельца часто наблюдаются линии излучения водорода, ионизованного кальция и некоторых других элементов. Анализ условий образования этих линий позволяет сделать вывод, что в наружных слоях атмосфер этих звезд температура *растет* с высотой. Это похоже на ситуацию в верхних слоях солнечной атмосферы, где температура растет с высотой из-за нагрева механической энергией движения солнечного вещества.

Все это указывает на то, что звезды типа Т Тельца охвачены быстрыми конвективными движениями, т. е. их наружные слои действительно «кипят». По-видимому, существенная часть поверхности этих звезд покрыта пятнами с сильными магнитными полями и характерными для них конвективными движениями.

Другой интересной особенностью спектров звезд типа Т Тельца является наличие там компонент линий поглощения, смещенных в синюю сторону. Это указывает на непрерывный выброс вещества с их поверхности, достигающий $\sim 10^{-7}$ солнечной массы в год. Отсюда следует, что пока такие звезды «сядут» на главную последовательность, они потеряют значительную часть своей первоначальной массы. Это опять-таки объясняется мощными турбулентными движениями, которыми охвачены такие звезды. Поток кинетической энергии облаков газа, выбрасываемых звездами типа Т Тельца, составляет значительную часть (10—20%) их потока излучения. Все эти факты дают серьезные основания считать звезды типа Т Тельца стадией Хаяши эволюции протозвезд.

Сказанное выше относится к эволюции протозвезд, масса которых меньше солнечной. Для более массивных протозвезд эволюция на заключительной стадии имеет свои особенности. Оказывается, что еще до того, как они «сядут» на главную последовательность, перенос энергии путем конвекции заменится «лучистым» переносом. Это объясняется более-быстрым ростом температуры в недрах таких звезд, что, в частности, приводит к уменьшению непрозрачности их вещества (см. часть II). Как следствие такой смены режима переноса энергии, эволюционный трек протозвезды довольно круто повернет налево, т. е. продолжая сжиматься, звезда будет сохранять почти неизменной свою светимость, следовательно, ее температура будет все время *расти*. На рис. 5.12 представлены теоретически рассчитанные эволюционные треки протозвезд разной массы, где этот эффект проявляется с большой наглядностью. Им, в частности, объясняется то обстоятельство, что среди звезд типа Т Тельца наблюдаются не только холодные объекты с температурой ~ 3500 K, но и значительно более горячие.

Представляет очевидный интерес рассмотрение самых ранних стадий эволюции Солнца.

Такие расчеты были выполнены в 1980 г. Исходным пунктом этих вычислений является выделение из первичного газово-пылевого комплекса «протозвездного» облака с массой, близкой к массе Солнца, которое под действием гравитационного притяжения составляющих его частиц сжималось к центру со скоростью свободного падения. В процессе такого сжатия резко возрастала плотность в центральной части облака. Когда облако стало непрозрачно к собственному инфракрасному излучению, температура центральной его

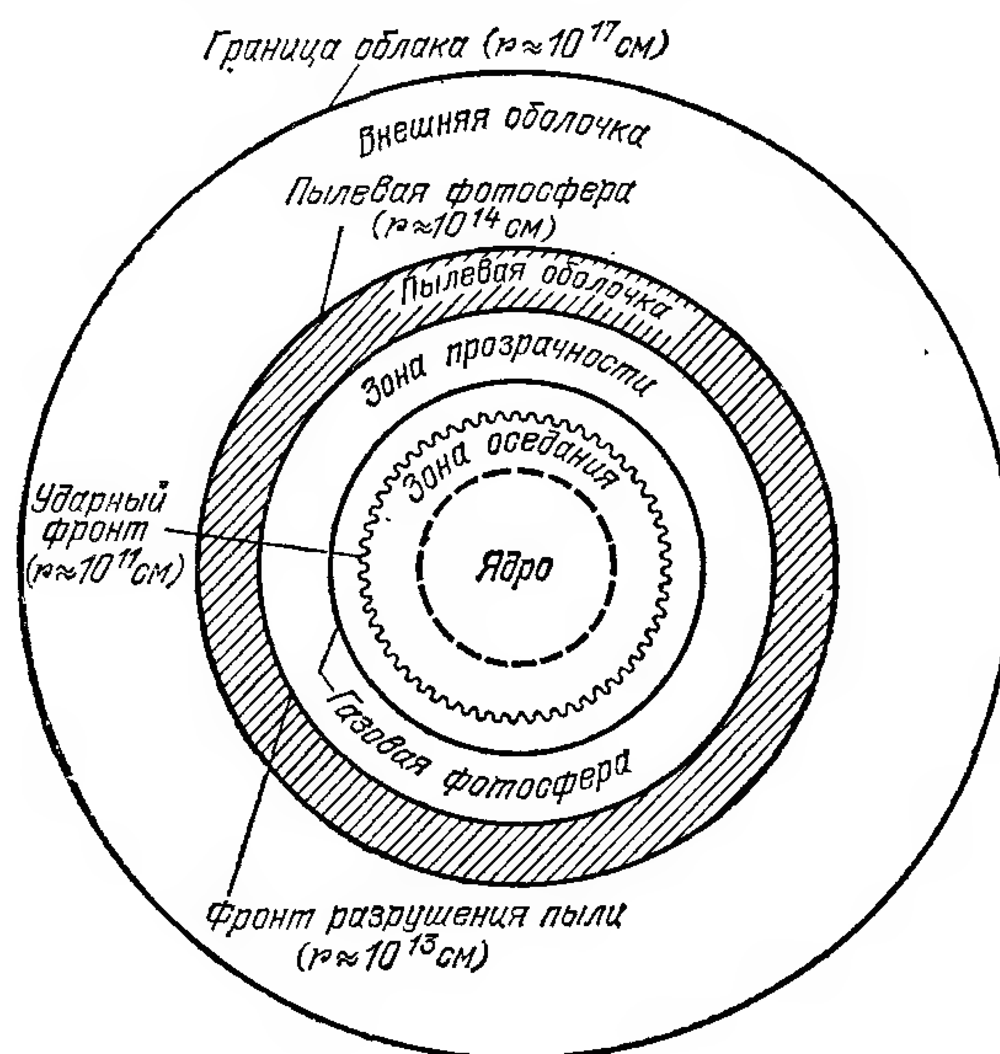


Рис. 5.11. Схематическое изображение структуры сжимающегося протозвездного облака.

части («ядра») стала расти — сжимающееся облако стало *протозвездой*. По мере роста температуры ядра в нем начались процессы диссоциации и ионизации. Однако температура ядра еще не была достаточной для того, чтобы там пошли ядерные реакции.

На наружную поверхность ядра протозвезды с большой скоростью (свободное падение!) падает газ ее сжимающейся оболочки. В процессе торможения этого газа при его столкновении с наружной поверхностью ядра возникает ударная волна и выделяется тепло. Следует заметить, что размеры ядра ($\sim 10^{11}$ см, т. е. радиус Солнца) в миллион раз меньше первоначальных размеров сжимающегося облака. По мере выпадения газа из облака на ядро масса последнего непрерывно растет. Согласно теоретическим оценкам ежегодный прирост массы ядра составляет $\sim 10^{-5} M_{\odot}$. С ростом массы ядра связан рост его температуры, которая через несколько тысяч лет достигает многих десятков тысяч градусов. Наконец, спустя 20 000 лет после образования ядра его температура превысит 10^6 К и в нем начнутся первые ядерные реакции превращения дейтерия в гелий. Энергия, выделяющаяся в процессе этой реакции, будет переноситься в наружные слои протозвезды путем конвекции.

На рис. 5.11 схематически приведена схема структуры сжимающегося протозвездного облака. Эта структура сохраняется в течение всего времени роста массы ядра облака. По мере выпадения газа на ядро размеры наружной протяженной оболочки уменьшаются, а ее температура держится более или менее постоянной. На расстоянии $\sim 10^{14}$ см от ядра падающие к центру пылинки нагреваются потоком идущего изнутри излучения. Так образуется поверхность, излучающая инфракрасные кванты. Эту поверхность можно назвать «пылевой фотосферой», излучение которой и наблюдается у инфракрасных звезд. Температура пылинок в этой своеобразной «фотосфере» достигает нескольких сотен кельвинов.

В более глубоких слоях протозвезды пылинки из-за высокой температуры разрушаются. Это происходит на расстоянии $\sim 10^{13}$ см от центра при температуре ~ 2000 К. «Фронт разрушения» пылинок определяет внутреннюю границу пылевой фотосферы. Глубже этого фронта вещество протозвезды становится прозрачным. На еще больших глубинах в связи с ростом плотности прозрачность вещества протозвезды кончается, и можно говорить о «газовой фотосфере», которая, правда, не наблюдается, будучи заэкранированной пылевой фотосферой.

Через $\sim 10^5$ лет процесс аккреции («оседания») оболочки на ядро, бывший все это время основным источником энергии излучения протозвезды, прекратится. Это произойдет либо из-за полного выпадения вещества оболочки на ядро, либо из-за фотонного и

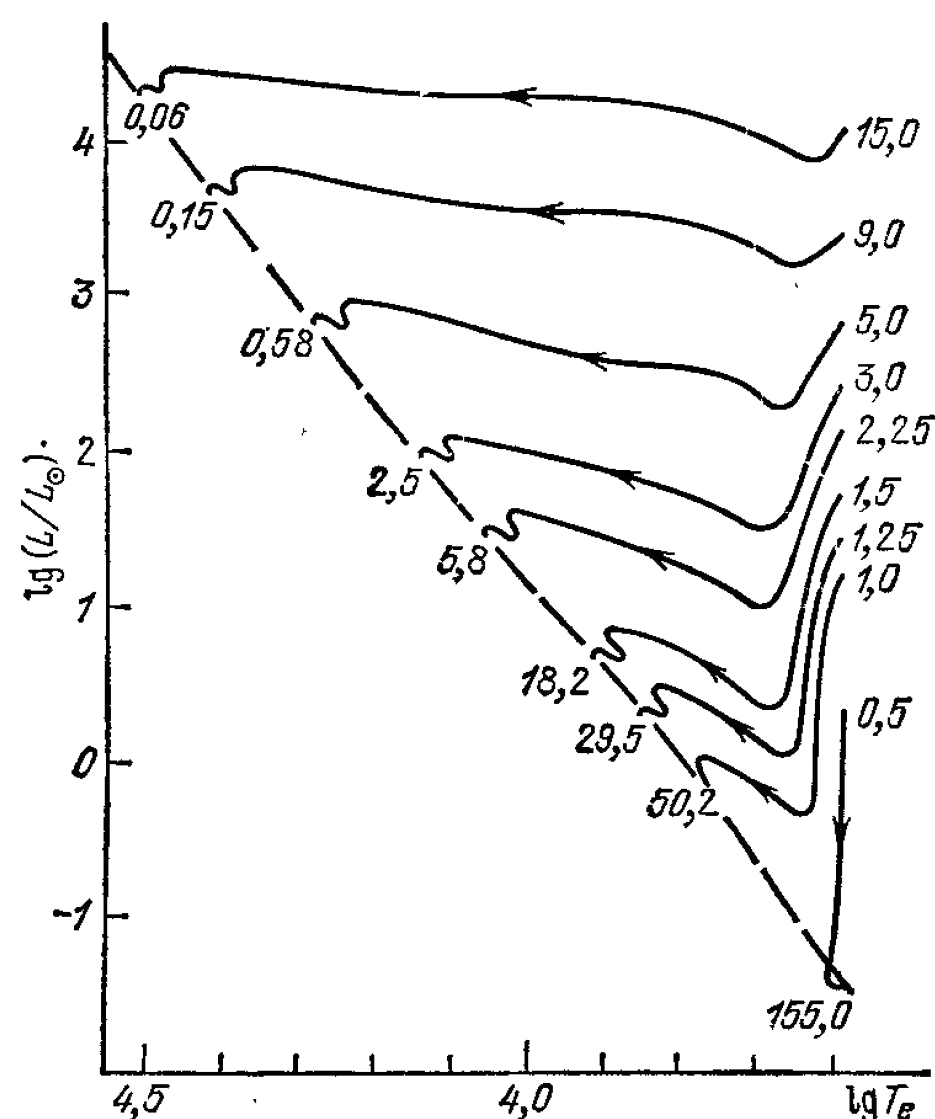


Рис. 5.12. Эволюционные треки протозвезд разной массы; цифры справа означают массы протозвезд в $M_\odot$. (Расчеты И. Ибена.)

корпускулярного излучения последнего, которое вытолкнет наружу вещество оболочки. Как показывают расчеты, через $\sim$ 10 лет вся оболочка «ссыпется» на ядро, светимость протозвезды будет примерно в 70 раз, а радиус почти в 5 раз больше, чем у современного Солнца. В эту эпоху температура фотосферы достигает 7300 K.

Прекращение выпадения газа оболочки на поверхность «протосолнца» повлечет за собой, во-первых, «просветление» всей картины образования нашего светила, так как окружающий его «кокон» рассеется. Во-вторых, светимость его уменьшится $\sim$ в 10 раз в соответствии с понижением температуры до 4200 K. В последующие несколько тысяч лет излучение протосолнца, поддерживаемое ядерной реакцией на дейтерии, будет иметь постоянную мощность. Когда дейтерий «выгорит», центральные части протосолнца начнут медленно сжиматься, а светимость уменьшаться. Наконец, в центральной части протосолнца температура достигнет $\sim$ 15 миллионов кельвинов, а плотность станет достаточно большой для того, чтобы включились ядерные реакции превращения водорода в гелий (см. § 8). Окончательно протосолнце «стабилизируется» на соответствующей его массе точке главной последовательности через $\sim$ 30 миллионов лет. В этом состоянии Солнце будет излучать с почти постоянной мощностью много миллиардов лет.

Аналогичные расчеты были выполнены некоторыми авторами, в частности, И. Ибеном, для построения эволюционных треков протозвезд разной массы. Результаты вычислений приведены на рис. 5.12. Расчеты проводились от момента прекращения выпадения газа оболочки на формирующуюся протозвезду до момента вступления на главную последовательность. Цифры на главной последовательности (отмеченной пунктиром) дают время эволюции (от начала конденсации до вступления на главную последовательность), выраженное в миллионах лет. Это время сильно зависит от массы протозвезды. Если, например, в случае $M = 15M_\odot$ оно равно 62 000 лет, то при $M = 0{,}5M_\odot$ возрастает до $155 \cdot 10^6$ лет.

Как видно из рис. 5.12, массивные протозвезды на заключительной стадии своей эволюции, когда их светимость почти не меняется, обладают всеми характеристиками звезд-гигантов. Можно поэтому предполагать, что часть звезд-гигантов в молодых скоплениях звезд на самом деле являются протозвездами. Следует, однако, иметь в виду, что последнюю «горизонтальную» часть своего эволюционного трека протозвезды «проскакивают»

очень быстро, всего лишь за несколько тысяч лет. Поэтому их должно быть довольно мало.

В заключение этого параграфа мы остановимся на интересном вопросе, касающемся возраста различных протозвезд в одной и той же ассоциации. Теория эволюции протозвезд, кратко изложенная выше, сейчас достигла такого уровня, что уже можно делать оценки их возраста по наблюдаемым характеристикам. И вот, оказывается, что возраст протозвезд сравнительно малой массы всегда заметно превышает возраст более массивных протозвезд, а также O—B звезд, находящихся в той же ассоциации. Как это объяснить? Ведь, казалось бы, в процессе гравитационной конденсации сначала должны были образоваться из газово-пылевой среды более массивные звезды. Дело в том, что в самом начале процесса «фрагментации» средняя плотность газово-пылевого комплекса была ниже, а из теории гравитационной неустойчивости следует, что меньшей средней плотности соответствуют большие массы «фрагментов», на которые распадается комплекс. В самом деле, формулу (3.4), приведенную в § 3, можно переписать в таком виде:

$$M \geqslant \frac{1}{2}\left(\frac{A}{\mu G}\right)^{3/2}\frac{T^{3/2}}{\bar{\rho}^{1/2}}. \tag{5.3}$$

Отсюда следует, что при данной температуре масса фрагментов, эволюционирующих в протозвезды, будет тем больше, чем меньше средняя плотность. В действительности необходимо учитывать еще непрерывный рост кинетической температуры в газово-пылевом комплексе. Этот рост определяется постепенным уменьшением количества углерода в комплексе из-за его «прилипания» к пылинкам. Это очень медленный процесс, длящийся по крайней мере 10 миллионов лет. В § 3 мы видели, что углерод является основным «терморегулятором» в холодных плотных газово-пылевых комплексах. Поэтому, если его содержание уменьшается, температура газа должна неизбежно повышаться. Так как согласно формуле (5.3) масса образующихся фрагментов, превращающихся потом в протозвезды, довольно сильно зависит от температуры и слабо от плотности, то с течением времени масса протозвезд будет расти. Если, например, первоначальная температура холодного газа в плотном газово-пылевом комплексе была ~ 6 кельвинов, то образовывались преимущественно звезды с массой меньшей, чем у Солнца. Для образования O—B звезд с массой, в десятки раз превышающей солнечную, температура газа должна подняться до 40—50 кельвинов, для чего содержание охлаждающего газ углерода должно уменьшиться примерно в 10 раз. Следует иметь в виду, что излучение вновь образующихся протозвезд также постепенно нагревает межзвездный газ. Таким образом, находит объяснение тот, казалось бы, парадоксальный факт, что в одном и том же комплексе массивные звезды образуются позже.

Когда существенная часть массы газа превратится в звезды, межзвездное магнитное поле, которое своим давлением поддерживало газово-пылевой комплекс, естественно, не будет оказывать воздействие на звезды и молодые протозвезды. Под влиянием гравитационного притяжения Галактики они начнут падать к галактической плоскости. Таким образом, молодые звездные ассоциации всегда должны *приближаться* к галактической плоскости. Этот теоретически предсказанный С. Б. Пикельнером эффект был подтвержден анализом результатов наблюдений, что наглядно демонстрирует происхождение звезд из межзвездной среды. Подчеркнем, что речь идет о *молодых* ассоциациях. Старые же ассоциации после пересечения галактической плоскости будут совершать около нее колебания с периодом 30—50 миллионов лет.

Таким образом, в последней трети XX столетия астрономия оказалась в состоянии проследить за всеми этапами важнейшего процесса образования звезд из межзвездной среды. В отличие от астрономов минувших десятилетий, разрабатывавших весьма слабо обоснованные космогонические гипотезы, современные астрономы при разработке труд-

ных проблем эволюции космических объектов базируются на прочном фундаменте наблюдательных данных. Особую ценность представляют факты, добытые благодаря успехам «астрономии невидимого», т. е. радио- и инфракрасной астрономии. Мы далеки от того, чтобы пренебрежительно отзываться о выдающихся исследованиях классиков космогонии — Лапласа, Пуанкарэ и особенно Джинса, чья основополагающая теория гравитационной неустойчивости красной нитью проходит через всю современную космогонию. Автор просто хотел сказать, что каждая научная проблема решается в свое время и что время для решения классических проблем космогонии наступило только сейчас. Впереди, конечно, еще много работы. Об этом подробно речь шла выше. Но основополагающая идея о происхождении звезд из диффузной межзвездной среды получила подтверждение на большом фактическом материале и сейчас может рассматриваться как прочное завоевание науки.

Часть II

Звезды излучают

§ 6. Звезда — газовый шар, находящийся в состоянии равновесия

> ...Так продолжал я передвигаться по времени огромными шагами, каждый в тысячу лет и больше, увлекаемый тайной последних дней Земли и наблюдая в состоянии какого-то гипноза, как в западной части неба Солнце становится все огромнее и тусклее... Наконец, больше чем через тридцать миллионов лет огромный красный купол Солнца заслонил собой десятую часть потемневших небес...
>
> (*Г. Уэллс*, «Машина Времени» — гениальное предвидение в 1895 году, еще до открытия законов излучения, стадии красного гиганта как заключительного этапа эволюции Солнца)

Представляется почти очевидным тот факт, что подавляющее большинство звезд не меняет своих свойств в течение огромных промежутков времени. Это утверждение совершенно очевидно для интервала времени по крайней мере в 60 лет, в течение которых астрономы разных стран выполнили очень большую работу, по измерению блеска, цвета и спектра множества звезд. Заметим что хотя некоторые звезды меняют свои характеристики (такие звезды называются переменными; см. § 1), изменения носят либо строго периодический либо более или менее периодический характер. *Систематические* изменения блеска, спектра или цвета у звезд наблюдаются в очень редких случаях. Например, изменения периодов пульсирующих звезд-цефеид хотя и обнаружены, но они настолько малы, что требуется по крайней мере несколько миллионов лет для того, чтобы изменения периода пульсаций стали значительными. С другой стороны, мы знаем (см. § 1), что светимость цефеид меняется с изменением периода. Можно, следовательно, сделать вывод, что в течение по крайней мере нескольких миллионов лет у таких звезд их важнейшая характеристика — мощность излучаемой энергии — меняется мало. На этом примере мы видим, что хотя длительность наблюдений составляет всего лишь несколько десятков лет (срок совершенно ничтожный по космическим масштабам!), можно сделать вывод о постоянстве свойств цефеид в течение неизмеримо бóльших интервалов времени.

Но в нашем распоряжении есть еще одна возможность оценить время, в течение которого мощность излучения звезд почти не меняется. Из геологических данных следует, что на протяжении по крайней мере последних двух-трех миллиардов лет температура Земли если и менялась, то не больше, чем на несколько десятков градусов. Это следует из непрерывности эволюции жизни на Земле. А если так, то Солнце за этот огромный промежуток времени никогда не излучало ни в три раза сильнее, ни в три раза слабее, чем сейчас. Похоже на то, что в столь длительной истории нашего светила были периоды, когда его излучение значительно (но не очень сильно) отличалось от нынешнего уровня, но такие эпохи были сравнительно кратковременными. Мы имеем в виду ледниковые пе-

риоды, о которых речь будет идти в § 9. Но в *среднем* мощность излучения Солнца за последние *несколько миллиардов* лет отличалась удивительным постоянством.

В то же время Солнце — довольно типичная звезда. Как мы знаем (см. § 1), оно представляет собой желтый карлик спектрального класса G2. Таких звезд в нашей Галактике насчитывается по крайней мере несколько миллиардов. Вполне логично также сделать вывод, что и большинство других звезд главной последовательности, у которых спектральные классы отличны от солнечного, также должны быть весьма «долгоживущими» объектами.

Итак, подавляющее большинство звезд очень мало меняется со временем. Это, конечно, не означает, что они в «неизменном виде» могут существовать сколь угодно долго. Наоборот, ниже мы покажем, что возраст звезд хотя и очень велик, но конечен. Более того, этот возраст весьма различен для разных звезд и определяется в первую очередь их массой. Но даже самые «короткоживущие» звезды все-таки почти не меняют своих характеристик в течение миллиона лет. Какие же выводы отсюда следуют?

Уже из простейшего анализа спектров звезд вытекает, что их наружные слои должны находиться в *газообразном* состоянии. В противном случае, очевидно, в этих спектрах никогда не наблюдались бы резкие линии поглощения, характерные для вещества, находящегося в газообразном состоянии. Дальнейший анализ звездных спектров позволяет существенно уточнить свойства вещества наружных слоев звезд (т. е. «звездных атмосфер»), откуда к нам приходит их излучение.

Изучение спектров звезд позволяет с полной достоверностью сделать вывод, что звездные атмосферы представляют собой нагретый до температуры в тысячи и десятки тысяч градусов ионизованный газ, т. е. плазму. Спектральный анализ позволяет определить химический состав звездных атмосфер, который в большинстве случаев примерно такой же, как и у Солнца. Наконец, изучая звездные спектры, можно определить и *плотность* звездных атмосфер, которая для различных звезд меняется в очень широких пределах. Итак, наружные слои звезд — это газ.

Но в этих слоях заключена ничтожно малая доля массы всей звезды. Хотя *непосредственно* оптическими методами недра звезд из-за их огромной непрозрачности наблюдать нельзя, мы можем сейчас со всей определенностью утверждать, что и *внутренние* слои звезд также находятся в газообразном состоянии. Это утверждение отнюдь не является очевидным. Например, поделив массу Солнца, равную $2 \cdot 10^{33}$ г, на его объем, равный $\sim 1{,}4 \cdot 10^{33}$ см^3, легко найти *среднюю плотность* (или удельный вес) солнечного вещества, которая будет около 1,4 г/см^3, т. е. больше плотности воды. Ясно, что в центральных областях Солнца плотность должна быть значительно выше средней. У большинства карликовых звезд средняя плотность превосходит солнечную. Естественно возникает вопрос: как согласовать наше утверждение, что недра Солнца и звезд находятся в газообразном состоянии со столь высокими плотностями вещества? Ответ на этот вопрос состоит в том, что температура звездных недр, как мы скоро убедимся, очень высока (значительно выше, чем в поверхностных слоях), что исключает возможность существования там твердой или жидкой фазы вещества.

Итак, звезды — это огромные газовые шары. Весьма существенно, что такой газовый шар «цементируется» силой всемирного тяготения, т. е. *гравитацией*. На каждый элемент объема звезды действует сила гравитационного притяжения от всех остальных элементов звезды. Именно эта сила препятствует разлету различных частей газа, образующего звезду, в окружающее пространство. Если бы не было этой силы, газ, образующий звезду, вначале расплылся бы, образовав нечто вроде плотной туманности, а потом окончательно рассеялся бы в огромном, окружающем звезду межзвездном пространстве. Сделаем очень грубую оценку, сколько бы потребовалось времени, чтобы при таком «расплывании» размер звезды увеличился бы, скажем, в 10 раз. Примем, что «расплывание» происходит с

тепловой скоростью атомов водорода (из которого в основном состоит звезда) при температуре наружных слоев звезды, т. е. около 10 000 К. Эта скорость близка к 10 км/с, т. е. 10^6 см/с. Так как радиус звезды можно принять близким к миллиону километров (т. е. 10^{11} см), то для интересующего нас «расплывания» с десятикратным увеличением размеров звезды потребуется ничтожно малое время $t = 10 \cdot 10^{11}/10^6 = 10^6$ секунд ~ 10 суток!

Это означает, что если бы не сила гравитационного притяжения, звезды рассеялись бы в окружающем пространстве за ничтожно малое (по астрономическим понятиям) время, исчисляемое сутками для звезд-карликов или годами для гигантов. Значит, без силы всемирного тяготения не было бы звезд. Действуя непрерывно, эта сила стремится *сблизить* между собой различные элементы звезды. Очень важно подчеркнуть, что сила гравитации по самой своей природе стремится *неограниченно* сблизить между собой все частицы звезды, т. е. в пределе как бы «собрать всю звезду в точку». Но если бы на частицы, образующие звезду, действовала *только* сила всемирного тяготения, то звезда стала бы катастрофически быстро сжиматься. Оценим сейчас время, в течение которого это сжатие станет существенным. Если бы никакая сила не противодействовала гравитации, вещество звезды падало бы по направлению к ее центру по законам свободного падения тел. Рассмотрим элемент вещества внутри звезды где-нибудь между ее поверхностью и центром на расстоянии R от последнего. На этот элемент действует ускорение силы тяготения $g = \frac{GM}{R^2}$, где G — гравитационная постоянная (см. стр. 16), M — масса, лежащая внутри сферы радиуса R. По мере падения к центру как M, так и R будут меняться, следовательно, будет меняться и g. Мы, однако, не сделаем большой ошибки в нашей оценке, если предположим, что M и R остаются постоянными. Применив к решению нашей задачи элементарную формулу механики, связывающую пройденный при свободном падении путь R с величиной ускорения g, получим уже выведенную в § 3 первой части формулу (3.6)

$$t = \sqrt{\frac{2R^3}{GM}} \approx 10^3 \text{ секунд} \approx 20 \text{ минут},$$

где t — время падения, причем мы положили $R \sim R_\odot$, а $M \sim M_\odot$. Таким образом, если бы никакая сила не противодействовала гравитации, наружные слои звезды буквально *рухнули* бы, а звезда катастрофически бы сжалась за какую-нибудь долю часа!

Какая же сила, непрерывно действующая во всем объеме звезды, противодействует силе гравитации? Заметим, что в *каждом элементарном объеме* звезды направление этой силы должно быть противоположно, а величина равна силе притяжения. В противном случае происходили бы локальные, местные нарушения равновесия, приводившие за очень короткое время, которое мы только что оценили, к большим изменениям в структуре звезды.

Силой, противодействующей гравитации, является *давление* газа[1]. Последнее непрерывно стремится *расширить* звезду, «рассеять» ее на возможно больший объем. Выше мы уже оценили, как быстро «рассеялась» бы звезда, если бы отдельные ее части не сдерживались силой гравитации. Итак, из того простого факта, что звезды — газовые шары в практически неизменном виде (т. е. не сжимаясь и не расширяясь) существуют по меньшей мере миллионы лет, следует, что *каждый элемент* вещества звезды находится в равновесии под действием противоположно направленных сил гравитации и газового давления. Такое равновесие называется «гидростатическим». Оно широко распространено в природе. В частности, земная атмосфера находится в гидростатическом равновесии под действием силы гравитационного притяжения Земли и давления находящихся в ней газов. Если бы не было давления, земная атмосфера очень быстро «упала» бы на поверхность нашей планеты. Следует подчеркнуть, что гидростатическое равновесие в звездных

[1]Точнее, разница в давлении газа на разной глубине внутри звезды.

атмосферах осуществляется с огромной точностью. Малейшее его нарушение сразу же приводит к появлению сил, меняющих распределение вещества в звезде, после чего происходит такое его перераспределение, при котором равновесие восстанавливается. Здесь мы всегда говорим об обычных «нормальных» звездах. В исключительных случаях, о которых в этой книге будет идти речь, нарушение равновесия между силой гравитации и давлением газа приведет к весьма серьезным, даже катастрофическим последствиям в жизни звезды. А сейчас мы можем только сказать, что история существования любой звезды — это поистине титаническая борьба между силой гравитации, стремящейся ее неограниченно сжать, и силой газового давления, стремящейся ее «распылить», рассеять в окружающем межзвездном пространстве. Многие миллионы и миллиарды лет длится эта «борьба». В течение этих чудовищно больших сроков силы равны. Но в конце концов, как мы увидим дальше, победа будет за гравитацией. Такова драма эволюции любой звезды. Ниже мы будем довольно подробно останавливаться на отдельных этапах этой драмы, связанных с финальными стадиями эволюции звезд.

В центральной части «нормальной» звезды вес вещества, заключенного в столбе, площадь основания которого равна одному квадратному сантиметру, а высота — радиусу звезды, будет равен давлению газа у основания столба. С другой стороны, масса столба равна силе, с которой он притягивается к центру звезды.

Мы сейчас проведем весьма упрощенный расчет, который, тем не менее, вполне отражает существо вопроса. А именно, положим массу нашего столба $M_1 = \bar{\rho}R$, где $\bar{\rho}$ — средняя плотность звезды, и будем считать, что «эффективное» расстояние между центром звезды и основанием столба равно $R/2$. Тогда условие гидростатического равновесия запишется так:

$$P = \frac{GM\bar{\rho} \cdot R}{(R/2)^2} = \frac{4GM\bar{\rho}}{R}. \tag{6.1}$$

Сделаем теперь оценку величины газового давления P в центральной части такой звезды, какой является наше Солнце. Подставив численное значение величин, стоящих в правой части этого уравнения, найдем, что $P = 10^{16}$ дин/см^2, или 10 миллиардов атмосфер! Это неслыханно большая величина. Самое высокое «стационарное» давление, достигаемое в земных лабораториях, порядка нескольких миллионов атмосфер[1].

Из элементарного курса физики известно, что давление газа зависит от его плотности ρ и температуры T. Формула, связывающая все эти величины, носит название «формулы Клапейрона»: $P = \frac{A}{\mu}\rho T$. С другой стороны, плотность в центральных областях «нормальных» звезд, конечно, больше, чем средняя плотность, но не существенно больше. В таком случае, из формулы Клапейрона непосредственно следует, что одна лишь большая плотность звездных недр сама по себе не в состоянии обеспечить достаточно высокое давление газа, чтобы выполнялось условие гидростатического равновесия. Необходимо прежде всего, чтобы температура газа была достаточно высока.

В формулу Клапейрона входит также средняя молекулярная масса μ. Основным химическим элементом в атмосферах звезд является водород, и нет оснований полагать, что в недрах по крайней мере большинства звезд химический состав должен существенно отличаться от наблюдаемого в наружных слоях. В то же время, так как ожидаемая температура в центральных областях звезд должна быть достаточно велика, водород там должен быть почти полностью ионизован, т. е. «расщеплен» на протоны и электроны. Так как масса последних пренебрежимо мала по сравнению с протонами, а количество протонов равно количеству электронов, то средняя молекулярная масса этой смеси должна быть близка к $1/2$. Тогда из уравнений (6.1) и формулы Клапейрона следует, что температура

[1]Заметим, однако, что при фокусировке мощного лазерного луча на мишень (которая, конечно, при этом мгновенно испарится) в течение 10^{-9} секунды может возникнуть давление отдачи на нее (обусловленное испаряющимися атомами), достигающее 10^{12} атмосфер!

в центральных областях звезд по порядку величин равна

$$T_c \approx \frac{2\bar{\rho}}{\rho_c}\frac{MG}{AR}. \tag{6.2}$$

Величина $\bar{\rho}/\rho_c$ может быть порядка 1/10. Она зависит от структуры звездных недр (см. § 12). Из формулы (6.2) следует, что температура в центральных областях Солнца должна быть порядка десяти миллионов кельвинов. Более точные расчеты отличаются от полученной нами сейчас оценки всего лишь на 20—30%. Итак, температура в центральных областях звезд исключительно велика — примерно в тысячу раз больше, чем на их поверхности. Теперь обсудим, каковы должны быть свойства вещества, нагретого до такой высокой температуры. Прежде всего такое вещество, несмотря на свою большую плотность, должно находиться в газообразном состоянии. Об этом речь уже шла выше. Но мы можем теперь уточнить это утверждение. При такой высокой температуре свойства газа в недрах звезд, несмотря на его высокую плотность, будут почти неотличимы от свойств *идеального газа*, т. е. такого газа, в котором взаимодействия между составляющими его частицами (атомами, электронами, ионами) сводятся к столкновениям. Именно для идеального газа справедлив закон Клапейрона, которым мы воспользовались при оценке температуры в центральных областях звезд.

При температуре порядка десяти миллионов кельвинов и при плотностях, которые там существуют, все атомы должны быть ионизованы. В самом деле, средняя кинетическая энергия каждой частицы газа $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$ будет около 10^{-9} эрг или ~ 1000 эВ.

Это означает, что каждое столкновение электрона с атомом может привести к ионизации последнего, так как энергия связи электронов в атоме (так называемый «потенциал ионизации»), как правило, *меньше* тысячи электронвольт. Только самые «глубокие» электронные оболочки у тяжелых атомов останутся «нетронутыми», т. е. будут удержаны своими атомами. Состояние ионизации внутри-звездного вещества определяет его среднюю молекулярную массу, величина которой, как мы уже имели возможность убедиться, играет большую роль в недрах звезд. Если бы вещество звезды состояло *только* из полностью ионизованного водорода (как мы положили выше), то средняя молекулярная масса μ, равнялась бы 1/2. Если бы там был только полностью ионизованный гелий, то $\mu = 4/3$ (так как при ионизации одного атома гелия с атомной массой 4 образуются *три* частицы — ядро гелия плюс два электрона). Наконец, если бы вещество недр звезды состояло *только* из тяжелых элементов (кислорода, углерода, железа и пр.), то средняя молекулярная масса его при полной ионизации всех атомов была бы близка к 2, так как для таких элементов атомная масса приблизительно вдвое больше, чем число электронов в атоме.

В действительности вещество звездных недр представляет собой некоторую смесь водорода, гелия и тяжелых элементов. Относительное содержание этих основных компонент звездного вещества (не по числу атомов, а по массе) обычно обозначается через буквы X, Y и Z, которые характеризуют *химический состав* звезды. У типичных звезд, более или менее сходных с Солнцем, $X = 0{,}73$, $Y = 0{,}25$, $Z = 0{,}02$. Отношение $Y/X \approx 0{,}3$ означает, что на каждые 10 атомов водорода приходится приблизительно один атом гелия. Относительное количество тяжелых элементов весьма мaлó. Например, атомов кислорода примерно в тысячу раз меньше, чем водорода. Тем не менее роль тяжелых элементов в структуре внутренних областей звезд довольно значительна, так как они сильно влияют на *непрозрачность* звездного вещества. Среднюю молекулярную массу звезды мы можем теперь определить простой формулой:

$$\bar{\mu} = \frac{1}{2X + {}^3/_4 Y + {}^1/_2 Z}. \tag{6.3}$$

Роль Z в оценке $\bar{\mu}$ незначительна. Решающее значение для величины средней молекулярной массы имеют X и Y. Для звезд центральной части главной последовательности

(в частности, для Солнца) $\bar{\mu} = 0{,}6$. Так как величина $\bar{\mu}$ для большинства звезд меняется в очень незначительных пределах, мы можем написать простую формулу для центральных температур различных звезд, выразив их массы и радиусы в долях солнечной массы $M_\odot$ и солнечного радиуса $R_\odot$:

$$T = T_\odot \left(\frac{M}{M_\odot}\right)\left(\frac{R}{R_\odot}\right), \tag{6.4}$$

где $T_\odot$ — температура центральных областей Солнца. Выше, мы грубо оценили $T_\odot$ в 10 миллионов кельвинов. Точные вычисления дают значение $T_\odot = 14$ миллионов кельвинов. Из формулы (6.4) следует, например, что температура недр массивных горячих (на поверхности!) звезд спектрального класса B раза в 2—3 выше температуры солнечных недр, в то время как у красных карликов центральные температуры раза в 2—3 ниже солнечных.

Существенно, что температура $\sim 10^7$ К характерна не только для самых центральных областей звезд, но и для окружающего центр звезды большого объема. Учитывая, что плотность звездного вещества растет по направлению к центру, мы можем сделать вывод, что основная часть массы звезды имеет температуру, во всяком случае превышающую ~ 5 миллионов кельвинов. Если мы еще вспомним, что бóльшая часть массы Вселенной заключена в звездах, то напрашивается вывод, что вещество Вселенной, как правило, горячее и плотное. Следует, однако, к этому добавить, что речь идет о *современной* Вселенной: в далеком прошлом и будущем состояние вещества Вселенной было и будет совсем другим. Об этом речь шла во введении к этой книге.

§ 7. Как излучают звезды?

При температуре порядка десяти миллионов кельвинов и достаточно высокой плотности вещества недра звезды должны быть «наполнены» огромным количеством излучения. Кванты этого излучения непрерывно взаимодействуют с веществом, поглощаясь и переизлучаясь им. В результате таких процессов поле излучения приобретает *равновесный* характер (строго говоря, *почти* равновесный характер — см. ниже), т. е. оно описывается известной формулой Планка с параметром T, равным температуре среды. Например, плотность излучения на частоте ν в единичном интервале частот равна

$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \tag{7.1}$$

в то время как полная плотность излучения задается известным законом Стефана — Больцмана

$$u = \frac{4\sigma}{c}T^4. \tag{7.2}$$

Важной характеристикой поля излучения является его *интенсивность*, обычно обозначаемая символом I_ν. Последняя определяется как количество энергии, протекающее через площадку в один квадратный сантиметр в единичном интервале частот за одну секунду внутри телесного угла в один стерадиан в некотором заданном направлении, причем площадка перпендикулярна к этому направлению. Если для всех направлений величина интенсивности одинакова, то она связана с плотностью излучения простым соотношением

$$I_\nu = \frac{c}{4\pi}u_\nu. \tag{7.3}$$

Аналогично, полная интенсивность I связана с плотностью излучения и выражением

$$I = \frac{c}{4\pi}u. \tag{7.4}$$

Наконец, особое значение для проблемы внутреннего строения звезд имеет *поток излучения*, обозначаемый буквой H. Мы можем определить эту важную величину через полное количество энергии, протекающей наружу через некоторую воображаемую сферу, окружающую центр звезды:

$$L = 4\pi r^2 H. \tag{7.5}$$

Если энергия «производится» только в самых внутренних областях звезды, то величина L остается постоянной, т. е. не зависит от произвольно выбранного радиуса r. Полагая $r = R$, т. е. радиусу звезды, мы найдем смысл L: очевидно, это просто *светимость* звезды. Что же касается величины потока H, то она меняется с глубиной как r^{-2}.

Если бы интенсивность излучения по всем направлениям была *строго одинакова* (т. е., как говорят, поле излучения было бы *изотропным*), то поток H был бы равен нулю[1]. Это легко понять, если представить, что в изотропном поле количество излучения,

[1] Именно по этой причине поток реликтового излучения Вселенной (как это ни парадоксально) почти равен нулю. «Почти» потому, что могут быть незначительные отклонения от строгой изотропии.

вытекающее через сферу произвольного радиуса *наружу*, равно количеству *втекающей* внутрь этой воображаемой сферы энергии. В условиях звездных недр поле излучения *почти* изотропно. Это означает, что величина I подавляюще превосходит H. В этом мы можем убедиться непосредственно. Согласно (7.2) и (7.4) при $T = 10^7$ К $I = 10^{23}$ эрг/см^2 · с · стер, а количество излучения, протекающее в каком-нибудь одном направлении («вверх» или «вниз»), будет несколько больше: $F = \pi I = 3 \cdot 10^{23}$ эрг/см^2 · с. Между тем величина потока излучения Солнца в его центральной части,. где-нибудь на расстоянии $\sim$ 100 000 км от его центра (это в семь раз меньше солнечного радиуса), будет равна $H = L/4\pi r^2 = 4 \cdot 10^{33}/10^{21} = 4 \cdot 10^{12}$ эрг/см^2 · с, т.е. в тысячу миллиардов раз меньше. Это объясняется тем, что в солнечных недрах поток излучения наружу («вверх») почти в точности равен потоку внутрь («вниз»). Все дело в этом «почти». Ничтожная разница в интенсивности поля излучения и определяет всю картину излучения звезды. Именно по этой причине мы сделали выше оговорку, что поле излучения почти равновесно. При строго равновесном поле излучения никакого потока излучения не должно быть! Еще раз подчеркнем, что отклонения реального поля излучения в недрах звезд от планковского совершенно ничтожны, что видно из малости отношения $H/F \sim 10^{-12}$.

При $T \sim 10^7$ К максимум энергии в планковском спектре приходится на рентгеновский диапазон. Это следует из хорошо известного из элементарной теории излучения закона Вина:

$$\lambda_m T = 0{,}288, \tag{7.6}$$

где λ_m — длина волны, на которую приходится максимум функции Планка. При $T = 10^7$ К $\lambda_m = 3 \cdot 10^{-8}$ см или 3Å — типичный рентгеновский диапазон. Количество лучистой энергии, заключенной в недрах Солнца (или какой-нибудь другой звезды), сильно зависит от распределения температуры с глубиной, так как $u \propto T^4$. Точная теория звездных недр позволяет получить такую зависимость, откуда следует, что у нашего светила запас лучистой энергии около 10^{45} эрг. Если бы ничто не сдерживало кванты этого жесткого излучения, они за пару секунд покинули бы Солнце и эта чудовищная вспышка, несомненно, сожгла бы все живое на поверхности Земли. Это не происходит потому, что излучение буквально «заперто» внутри Солнца. Огромная толща вещества Солнца служит надежным «буфером». Кванты излучения, непрерывно и очень часто поглощаясь атомами, ионами и электронами плазмы солнечного вещества, лишь чрезвычайно медленно «просачиваются» наружу. В процессе такой «диффузии» они существенно меняют свое основное качество — энергию. Если в недрах звезд, как мы видели, их энергия соответствует рентгеновскому диапазону, то с поверхности звезды кванты выходят уже сильно «отощавшими» — их энергия уже соответствует преимущественно оптическому диапазону.

Возникает основной вопрос: чем определяется светимость звезды, т. е. мощность ее излучения? Почему звезда, имеющая огромные ресурсы энергии, так «экономно» расходует их, теряя из этого «запаса» на излучение лишь малую, хотя и вполне определенную часть? Выше мы оценили запас лучистой энергии в недрах звезд. Следует иметь в виду, что эта энергия, взаимодействуя с веществом, непрерывно поглощается и в таком же количестве возобновляется. «Резервуаром» для «наличной» лучистой энергии в недрах звезд служит *тепловая* энергия частиц вещества. Не представляет особого труда оценить величину *тепловой энергии*, запасенной в звезде. Для определенности рассмотрим Солнце. Считая, для простоты, что оно состоит только из водорода, и зная его массу, легко найти, что там имеется приблизительно $2 \cdot 10^{57}$ частиц — протонов и электронов. При температуре $T \sim 10^7$ К средняя энергия, приходящаяся на одну частицу, будет равна $\frac{3}{2}kT = 2 \cdot 10^{-9}$ эрг, откуда следует, что запас тепловой энергии Солнца W_T составляет весьма солидную величину $\sim 4 \cdot 10^{48}$ эрг. При наблюдаемой мощности солнечного излучения $L_\odot = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с этого запаса хватает на 10^{15} секунд или $\sim$ 30 миллионов лет. Вопрос состоит в том, почему Солнце имеет именно ту светимость, которую мы наблюдаем? Или, другими

словами, почему находящийся в состоянии гидростатического равновесия газовый шар с массой, равной массе Солнца, имеет совершенно определенный радиус и совершенно определенную температуру поверхности, с которой излучение выходит наружу? Ибо светимость любой звезды, в том числе и Солнца, можно представить простым выражением

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4, \tag{7.7}$$

где T_e — температура солнечной поверхности[1]. Ведь, в принципе, Солнце при тех же массе и радиусе могло бы иметь температуру, скажем, 20 000 K, и тогда его светимость была бы в сотни раз больше. Однако этого нет, что, конечно, не является случайностью.

Выше мы говорили о запасе тепловой энергии в звезде. Наряду с тепловой энергией звезда располагает также солидным запасом других видов энергии. Прежде всего рассмотрим *гравитационную* энергию. Последняя определяется как энергия гравитационного притяжения всех частиц звезды между собой. Она, конечно, является *потенциальной* энергией звезды и имеет знак минус. Численно она равна работе, которую нужно затратить, чтобы, преодолевая силу тяготения, «растащить» все части звезды на бесконечно большое расстояние от ее центра. Оценку величины этой энергии можно сделать, если найти энергию гравитационного взаимодействия звезды с самой собой:

$$W_g \sim \frac{GM^2}{R} \sim 4 \cdot 10^{48} \text{ эрг.} \tag{7.8}$$

Точный расчет с использованием простых методов высшей математики дает примерно вдвое большее значение, причем строго выполняется соотношение, известное в механике как «теорема о вириале»:

$$2M_T = -W_g. \tag{7.9}$$

Рассмотрим теперь звезду не в равновесном, стационарном состоянии, а в стадии медленного сжатия (как это имеет место для протозвезды; см. § 5). В процессе сжатия гравитационная энергия звезды медленно *уменьшается* (вспомним, что она отрицательна). Однако, как это видно из формулы (7.9), только *половина* выделившейся гравитационной энергии перейдет в тепло, т. е. будет затрачена на нагрев вещества. Другая половина выделившейся энергии обязательно должна *покинуть* звезду в виде излучения. Отсюда следует, что если источником энергии излучения звезды является ее сжатие, то количество излученной за время эволюции энергии равно запасу ее тепловой энергии.

Оставляя пока в стороне очень важный вопрос о причинах, по которым звезда имеет *совершенно определенную* светимость, сразу же подчеркнем, что если считать источником энергии звезды освобождение ее гравитационной энергии в процессе сжатия (как это полагали в конце XIX века), то мы столкнемся с очень серьезными трудностями. Дело не в том, что для обеспечения наблюдаемой светимости радиус Солнца ежегодно должен уменьшаться примерно на 20 метров — такое ничтожное изменение размеров Солнца современная техника наблюдательной астрономии обнаружить не в состоянии. Трудность в том, что запаса гравитационной энергии Солнца хватило бы лишь на 30 миллионов лет излучения нашего светила при условии, конечно, что оно излучало в прошлом примерно так же, как сейчас. Если в XIX веке, когда известный английский физик Томпсон (лорд Кельвин) выдвинул эту «гравитационную» гипотезу поддержания солнечного излучения, знания о возрасте Земли и Солнца были весьма туманными, то сейчас это уже не так. Геологические данные с большой надежностью позволяют утверждать, что возраст Солнца исчисляется по крайней мере в несколько миллиардов лет, что в сотню раз превышает «кельвинскую шкалу» для его жизни.

[1]Так как излучение выходит наружу из слоев звездной атмосферы с несколько разной глубиной, температуры которых немного отличаются, T_e имеет смысл «эффективной температуры».

Отсюда следует очень важный вывод, что ни тепловая, ни гравитационная энергия не могут обеспечить столь длительное излучение Солнца, а также подавляющего большинства других звезд. Наш век уже давно указал на третий источник энергии излучения Солнца и звезд, имеющий решающее значение для всей нашей проблемы. Речь идет о *ядерной энергии* (см. § 3). В § 8 мы более подробно и конкретно будем говорить о тех ядерных реакциях, которые протекают в звездных недрах.

Величина запаса ядерной энергии $W_я = 0{,}008Xc^2M \sim 10^{52}$ эрг превышает сумму гравитационной и тепловой энергии Солнца более чем в 1000 раз. То же самое относится и к подавляющему большинству других звезд. Этого запаса хватит для поддержания излучения Солнца на сто миллиардов лет! Конечно, отсюда не следует, то Солнце будет излучать в течение столь огромного промежутка времени на современном уровне. Но во всяком случае ясно, что запасов ядерного горючего у Солнца и звезд более чем достаточно.

Важно подчеркнуть, что ядерные реакции, происходящие в недрах Солнца и звезд, являются *термоядерными*. Это означает, что реагируют хотя и быстрые (а поэтому достаточно энергичные) заряженные частицы, но все же *тепловые*. Дело в том, что частицы газа, нагретого до некоторой температуры, имеют *максвеллово распределение скоростей*. При температуре $\sim 10^7$ K средняя энергия тепловых движений частиц близка к 1000 эВ. Эта энергия слишком мала для того, чтобы, преодолев кулоновские силы отталкивания при столкновении двух ядер, попасть в другое ядро и тем самым вызвать ядерное превращение. Необходимая энергия должна быть по крайней мере в десятки раз больше. Существенно, однако, что при максвелловом распределении скоростей всегда найдутся частицы, энергия которых будет значительно превышать среднюю. Их, правда, будет мало, но только они, сталкиваясь с другими ядрами, вызывают ядерные превращения и, следовательно, выделение энергии. Количество таких аномально быстрых, но все же «тепловых» ядер *весьма чувствительным образом зависит от температуры вещества*. Казалось бы, при такой ситуации ядерные реакции, сопровождающиеся выделением энергии, могут быстро повысить температуру вещества, отчего в свою очередь их скорость резко увеличивается, и звезда смогла бы за сравнительно короткое время израсходовать свой запас ядерного горючего путем увеличения своей светимости. Ведь энергия не может *накапливаться* в звезде — это привело бы к резкому увеличению давления газа и звезда просто взорвалась бы как перегретый паровой котел. Поэтому вся выделившаяся в недрах звезд ядерная энергия должна покидать звезду; этот процесс и определяет светимость звезды. Но в том-то и дело, что какие бы ни были термоядерные реакции, они не могут идти в звезде с произвольной скоростью. Как только, хотя бы в незначительной степени, произойдет локальный (т. е. местный) разогрев вещества звезды, последнее из-за возросшего давления *расширится*, отчего согласно формуле Клапейрона произойдет *охлаждение*. При этом скорость ядерных реакций сразу же упадет и вещество, таким образом, вернется к своему первоначальному состоянию. Этот процесс восстановления нарушенного вследствие локального разогрева гидростатического равновесия, как мы видели раньше, идет весьма быстро.

Таким образом, скорость ядерных реакций как бы «подстраивается» к распределению температуры внутри звезды. Как это ни звучит парадоксально, величина светимости звезды *не зависит* от ядерных реакций, происходящих в ее недрах! Значение ядерных реакций состоит в том, что они как бы *поддерживают* установившийся температурный режим на том уровне, который определяется структурой звезды, обеспечивая светимость звезд в течение «космогонических» интервалов времени. Таким образом, «нормальная» звезда (например, Солнце) является великолепно отрегулированной машиной, которая может в течение огромного времени работать в стабильном режиме.

Теперь мы должны подойти к ответу на тот основной вопрос, который был поставлен в начале этого параграфа: если светимость звезды не зависит от находящихся в ней источников энергии, то чем же она определяется? Чтобы ответить на этот вопрос, на-

до прежде всего понять, каким образом в недрах звезд осуществляется транспортировка (перенос) энергии от центральных частей к периферии. Известны три основных способа переноса энергии: а) теплопроводность, б) конвекция, в) лучеиспускание. У большинства звезд, в том числе и у Солнца, механизм переноса энергии путем теплопроводности оказывается совершенно не эффективным по сравнению с другими механизмами. Исключение составляют недра *белых карликов*, о которых речь будет идти в § 10. Конвекция имеет место тогда, когда тепловая энергия переносится вместе с веществом. Например, соприкасающийся с горячей поверхностью нагретый газ расширяется, от этого его плотность *уменьшается* и он удаляется от нагревающего тела — просто «всплывает». На его место опускается холодный газ, который опять нагревается и всплывает, и т. д. Такой процесс может при некоторых условиях происходить довольно бурно. Его роль в самых центральных областях сравнительно массивных звезд, а также в их наружных, «подфотосферных» слоях может быть весьма значительной, о чем речь пойдет ниже. Основным процессом переноса энергии в звездных недрах является все же *лучеиспускание*.

Мы уже говорили выше, что поле излучения в звездных недрах *почти* изотропно. Если мы вообразим себе малый объем звездного вещества где-нибудь в недрах звезды, то интенсивность излучения, идущего «снизу», т. е. по направлению от центра звезды, будет чуть-чуть больше, чем из противоположного направления. Именно по этой причине внутри звезды имеется *поток* излучения. От чего зависит разность интенсивностей излучения, идущего «сверху» и «снизу», т. е. поток излучения? Вообразим на минуту, что вещество звездных недр почти прозрачно. Тогда через наш объем «снизу» будет проходить излучение, которое возникло далеко от него, где-то в самой центральной области звезды. Так как температура там высока, то и интенсивность будет весьма значительной. Наоборот, интенсивность, идущая «сверху», будет соответствовать сравнительно низкой температуре наружных слоев звезды. В этом воображаемом случае разность интенсивностей излучения «снизу» и «сверху» будет весьма велика и ей будет соответствовать огромный *поток* излучения.

Теперь представим себе другую крайность: вещество звезды очень непрозрачно. Тогда из данного объема можно «видеть» только на расстояние порядка $l/\varkappa\rho$, где $\varkappa$ — коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы[1]. В недрах Солнца величина $l/\varkappa\rho$ близка к одному миллиметру. Даже странно на первый взгляд, что газ может быть настолько непрозрачным. Ведь мы, находясь в земной атмосфере, видим предметы, удаленные на десятки километров! Такая огромная непрозрачность газообразного вещества звездных недр объясняется его высокой плотностью, а главное — высокой температурой, которая делает газ ионизованным. Ясно, что разница в температуре на протяжении одного миллиметра должна быть совершенно ничтожной. Ее можно грубо оценить, считая перепад температуры от центра Солнца к его поверхности равномерным. Тогда получается, что разность температур на расстоянии 1 мм близка к одной стотысячной градуса. Соответственно этому, ничтожной будет и разница между интенсивностью излучения, идущего «сверху» и «снизу». Следовательно, поток излучения будет ничтожно мал по сравнению с интенсивностью, о чем речь уже шла выше.

Таким образом, мы приходим к важному выводу, что непрозрачность звездного вещества определяет проходящий через него *поток* излучения, а следовательно, светимость звезды. Чем больше непрозрачность звездного вещества, тем меньше поток излучения. Кроме того, поток излучения должен, конечно, еще зависеть от того, как быстро меняется температура звезды с глубиной. Вообразим себе нагретый газовый шар, температура которого строго постоянна. Совершенно очевидно, что в этом случае поток излучения был

[1]Коэффициент поглощения вещества определяется следующим образом. Пусть мы имеем некоторый слой вещества с очень малой толщиной l и плотностью ρ. После прохождения этого слоя интенсивность излучения уменьшится на величину $I\varkappa l$. При этом предполагается, что сам слой не излучает.

бы равен нулю безотносительно к тому, велико или мало поглощение излучения. Ведь при любом $\varkappa$ интенсивность излучения «сверху» будет равна интенсивности излучения «снизу», так как температуры строго равны.

Теперь мы вполне можем понять смысл точной формулы, связывающей светимость звезды с основными ее характеристиками:

$$L_r = 4\pi r^2 \frac{\sigma}{3} \frac{T^3}{\varkappa\rho} \left(\frac{dT}{dr}\right), \tag{7.10}$$

где символ $\frac{dT}{dr}$ означает изменение температуры при продвижении на один сантиметр от центра звезды. Если бы температура была строго постоянной, то $\frac{dT}{dr}$ было бы равно нулю. Формула (7.10) выражает то, о чем уже шла речь выше. Поток излучения от звезды (а следовательно, ее светимость) тем больше, чем меньше непрозрачность звездного вещества и сильнее перепад температуры в звездных недрах.

Формула (7.10) позволяет прежде всего получить, светимость звезды, если основные ее характеристики известны. Но прежде чем перейти к численным оценкам, мы эту формулу преобразуем. Выразим T через M, используя формулу (6.2), и примем, что $\bar{\rho} = 3M/4\pi R^3$.

Тогда, полагая $\frac{dT}{dr} \sim \frac{T}{r}$, будем иметь

$$L = \frac{16\pi^2 \sigma G^4 \mu^4}{9A^4 \varkappa} M^3. \tag{7.11}$$

Характерной особенностью полученной формулы является то, что из нее выпала зависимость светимости от радиуса звезды. Хотя зависимость от среднего молекулярного веса вещества звездных недр довольно сильная, сама величина μ, для большинства звезд меняется в незначительных пределах. Непрозрачность звездного вещества $\varkappa$ зависит в первую очередь от наличия в нем тяжелых элементов. Дело в том, что водород и гелий в условиях звездных недр *полностью* ионизованы и в таком состоянии поглощать излучение почти не могут. Ведь для того, чтобы квант излучения был поглощен, необходимо, чтобы его энергия была полностью израсходована на отрыв электрона от ядра, т. е. на ионизацию. Если же атомы водорода и гелия полностью ионизованы, то, выражаясь просто, и отрывать нечего[1]. Иное дело тяжелые элементы. Они, как мы видели выше, сохраняют еще часть своих электронов на своих самых внутренних оболочках и поэтому могут довольно эффективно поглощать излучение. Отсюда следует, что хотя относительное содержание тяжелых элементов в звездных недрах мало, их роль непропорционально велика, так как в основном именно они определяют непрозрачность звездного вещества.

Теория приводит к простой зависимости коэффициента поглощения от характеристик вещества (формула Крамерса):

$$\varkappa \propto \frac{\rho}{T^{7/2}}. \tag{7.12}$$

Заметим, однако, что эта формула носит довольно приближенный характер. Все же из нее следует, что мы не сделаем очень большой ошибки, если положим величину $\varkappa$ не очень сильно меняющейся от звезды к звезде. Точные расчеты показывают, что для горячих массивных звезд $\varkappa \sim 1$, между тем как для красных карликов значение $\varkappa$ раз в 10 больше. Таким образом, из формулы (7.11) следует, что светимость «нормальной» (т. е. находящейся в равновесии на главной последовательности) звезды в первую очередь зависит от ее массы. Если подставить численное значение всех входящих в формулу коэффициентов, то ее можно переписать в виде

$$\frac{L}{L_\odot} \approx 1000 \frac{\mu^4}{\varkappa} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^3. \tag{7.13}$$

[1]Существует еще специфический механизм поглощения излучения полностью ионизованным газом («свободно-свободные переходы»), но у звезд, сходных с Солнцем, этот механизм несуществен.

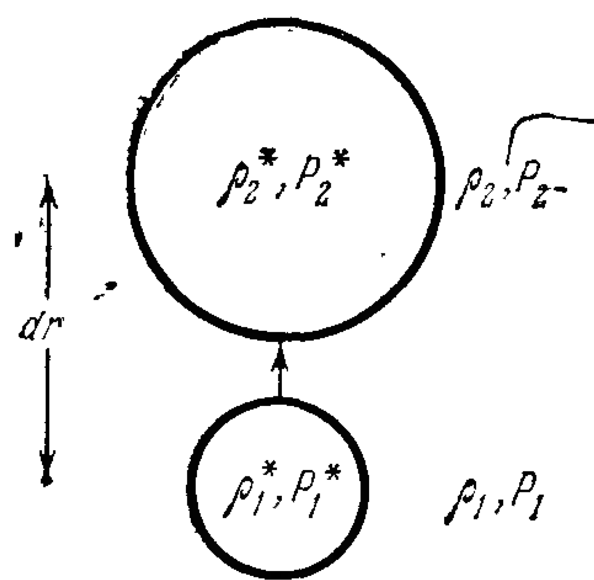


Рис. 7.1. Схема, поясняющая конвекцию газа в недрах звезды.

Эта формула дает возможность определить *абсолютное* значение светимости звезды, если известна ее масса. Например, для Солнца можно принять, что коэффициент поглощения $\varkappa \sim 20$, а средняя молекулярная масса $\mu = 0{,}6$ (см. выше). Тогда $L/L_\odot = 5{,}6$. Нас не должно смущать то обстоятельство, что $L/L_\odot$ не получилось равным единице. Это объясняется чрезвычайной грубостью нашей модели. Точные расчеты, учитывающие распределение температуры Солнца с глубиной, дают значение $L/L_\odot$ близкое к единице.

Основной смысл формулы (7.13) состоит в том, что она дает зависимость светимости звезды главной последовательности от ее *массы*. Поэтому формула (7.13) обычно называется «зависимость масса — светимость». Еще раз обратим внимание на то, что такая важнейшая характеристика звезды, как ее *радиус*, в эту формулу не входит. Нет и намека на зависимость светимости звезды от мощности источников энергии в ее недрах. Последнее обстоятельство имеет принципиальное значение. Как мы уже подчеркивали выше, звезда данной массы как бы сама регулирует мощность источников энергии, .которые «подстраиваются» под ее структуру и «непрозрачность».

Зависимость «масса — светимость» была выведена впервые выдающимся английским астрономом Эддингтоном, основоположником современных теорий внутреннего строения звезд. Эта зависимость была найдена им теоретически и только впоследствии была подтверждена на обширном наблюдательном материале. Согласие этой формулы, полученной, как мы видели выше, из самых простых предположений, с результатами наблюдений в основном хорошее. Некоторые расхождения имеют место для очень больших и очень малых звездных масс (т. е. для голубых гигантов и красных карликов). Однако дальнейшее усовершенствование теории позволило эти расхождения устранить...

Выше мы привели зависимость между потоком излучения и перепадом температуры, исходя из предположения, что энергия переносится из недр звезды наружу только путем лучеиспускания (см. формулу (7.10)). В недрах звезд при этом выполняется условие *лучистого равновесия*. Это означает, что каждый элемент объема звезды поглощает ровно столько энергии, сколько излучает. Однако такое равновесие не всегда является *устойчивым*. Поясним это на простом примере. Выделим небольшой элемент объема внутри звезды и мысленно перенесем его вверх (т. е. ближе к поверхности) на небольшое расстояние. Так как по мере удаления от центра звезды и температура и давление образующего его газа будут уменьшаться, наш объем при таком перемещении должен расшириться. Можно считать, что в процессе такого перемещения между нашим объемом и окружающей средой не происходит обмена энергии. Другими словами, расширение объема по мере его перемещения вверх можно считать *адиабатическим*. Это расширение будет происходить таким образом, что его внутреннее давление все время будет равно внешнему давлению окружающей среды. Если мы, после перемещения, представим наш объем газа «самому себе», то он либо вернется обратно в первоначальное положение, либо будет продолжать двигаться вверх. От чего же зависит направление движения объема?

На рис. 7.1 приведена схема, иллюстрирующая нашу задачу с объемом газа. Значение

характеристик объема и окружающей среды в первоначальном состоянии обозначим индексом «1», а в конечном — индексом «2». Характеристики объема отметим звездочкой. Так как первоначальные характеристики объема совершенно не отличались от характеристик окружающей среды, то будут иметь место равенства

$$\rho_1^* = \rho_1, \qquad P_1^* = P_1, \tag{7.14}$$

где ρ и P обозначают плотность и давление. После того как объем переместился вверх (или, другими словами, «претерпел возмущение»), причем его внутреннее давление уравновешено давлением окружающей среды, плотность его должна отличаться от плотности указанной среды. Это объясняется тем, что в процессе подъема и расширения нашего объема его плотность менялась по особому, так называемому «адиабатическому» закону. В этом случае будем иметь

$$P_2^* = P_2, \qquad \rho_2^* = \rho_1 \left(\frac{P_2}{P_1^*}\right)^{1/\gamma}. \tag{7.15}$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме. Для идеального газа, из которого состоит вещество «нормальных» звезд, $c_p/c_v = 5/3$. А теперь посмотрим, что у нас получилось. После перемещения объема вверх действующее на него давление окружающей среды по-прежнему равно внутреннему, между тем гравитационная сила, действующая на единицу объема, стала другой, так как изменилась *плотность*. Теперь ясно, что если эта плотность окажется *больше* плотности окружающей среды, объем начнет *опускаться вниз*, пока не займет своего первоначального положения. Если же эта плотность в процессе адиабатического расширения стала *меньше* плотности окружающей среды, объем будет *продолжать* свое движение *вверх*, «всплывая» под действием силы Архимеда. В первом случае состояние среды будет *устойчивым*. Это означает, что любое, случайно возникшее движение газа в среде будет как бы «подавляться» и элемент вещества, который начал было перемещаться, сразу же вернется на свое прежнее место. Во втором же случае состояние среды будет *неустойчивым*. Малейшее возмущение (от которого никогда нельзя «застраховаться») будет все больше и больше усиливаться. В среде возникнут беспорядочные движения газа «вверх» и «вниз». Движущиеся массы газа будут переносить с собой содержащуюся в них тепловую энергию. Наступит состояние *конвекции*. Конвекция очень часто наблюдается в земных условиях (вспомним, например, как греется вода в чайнике, поставленном на плиту). Перенос энергии путем конвекции качественно отличается от обсуждавшегося в предыдущем параграфе переноса энергии путем лучеиспускания. В последнем случае, как мы видели, количество переносимой в потоке излучения энергии *ограничено* непрозрачностью звездного вещества. Например, если непрозрачность очень велика, то при данном перепаде температуры количество переносимой энергии будет сколь угодно мало́. Не так обстоит дело с переносом энергии путем конвекции. Из самой сущности этого механизма следует, что количество переносимой конвекцией энергии никакими свойствами среды не ограничено.

В недрах звезд, как правило, перенос энергии осуществляется посредством лучеиспускания. Это объясняется *устойчивостью* среды по отношению к возмущениям ее «неподвижности» (см. выше). Но есть в недрах ряда звезд такие слои и даже целые большие области, где условие устойчивости, которое было получено выше, не выполняется. В этих случаях основная часть энергии переносится путем конвекции. Обычно это бывает тогда, когда перенос энергии путем лучеиспускания по каким-либо причинам оказывается ограниченным. Это может произойти, например» при слишком большой непрозрачности.

Выше было получено основное соотношение «масса — светимость» из предположения, что перенос энергии в звездах осуществляется только путем лучеиспускания. Возникает

вопрос: если в звезде имеет место также перенос энергии путем конвекции, не нарушится ли эта зависимость? Оказывается, нет! Дело в том, что «полностью конвективных звезд», т. е. таких звезд, у которых повсеместно, от центра до поверхности, перенос энергии осуществлялся бы только путем конвекции, в природе не существует. У реальных звезд имеются либо лишь более или менее тонкие слои, либо большие области в центре, где конвекция играет доминирующую роль. Но достаточно иметь хотя бы даже один слой внутри звезды, где бы перенос энергии осуществлялся лучеиспусканием, чтобы его непрозрачность самым радикальным образом отразилась бы на «пропускной способности» звезды по отношению к выделяющейся в ее недрах энергии. Однако наличие конвективных областей в недрах звезд, конечно, изменит численное значение коэффициентов в формуле (7.13). Это обстоятельство, в частности, является одной из причин, почему вычисленная нами по этой формуле светимость Солнца почти в пять раз превышает наблюдаемую.

Итак, по причине описанной выше специфической неустойчивости, в конвективных слоях звезд происходят крупномасштабные движения газа. Более нагретые массы газа подымаются снизу вверх, в то время как более холодные опускаются. Происходит интенсивный процесс перемешивания вещества. Расчеты показывают, однако, что разница в температуре движущихся элементов газа и окружающей среды совершенно ничтожна, всего лишь около 1 К — и это при температуре вещества недр порядка десяти миллионов кельвинов! Это объясняется тем, что сама конвекция стремится выравнивать температуру слоев. Средняя скорость поднимающихся и опускающихся газовых масс также незначительна — всего лишь порядка нескольких десятков метров в секунду. Полезно сравнить эту скорость с тепловыми скоростями ионизованных атомов водорода в недрах звезд, которые порядка нескольких сотен километров в секунду. Так как скорость движения газов, участвующих в конвекции, в десятки тысяч раз меньше тепловых скоростей частиц звездного вещества, то давление, вызываемое конвективными потоками, почти в миллиард раз меньше обычного газового давления. Это означает, что конвекция совершенно не влияет на гидростатическое равновесие вещества звездных недр, определяемое равенством сил газового давления и гравитации.

Не следует представлять себе конвекцию как некий упорядоченный процесс, где области подъема газа регулярно чередуются с областями его опускания. Характер конвективного движения не «ламинарный», а «турбулентный»; т. е. носит крайне хаотический, беспорядочно меняющийся во времени и пространстве характер. Хаотический характер движения газовых масс приводит к полному перемешиванию вещества. Это означает, что химический состав области звезды, охваченной конвективными движениями, должен быть однородным. Последнее обстоятельство имеет весьма большое значение для многих проблем звездной эволюции. Например, если в результате ядерных реакций в самой горячей (центральной) части конвективной зоны химический состав изменился (например, стало меньше водорода, часть которого превратилась в гелий), то за короткое время это изменение распространится на всю конвективную зону. Таким образом, в «зону ядерных реакций» — центральную область звезды — непрерывно может поступать «свежее» ядерное горячее, что имеет конечно, решающее значение для эволюции звезды[1]. В то же время вполне могут быть и такие ситуации, когда в центральных, самых горячих областях звезды конвекции нет, что приводит в процессе эволюции к радикальному изменению химического состава этих областей. Об этом более подробно будет идти речь в § 12.

[1]Заметим, что при такой ситуации водород «выгорает» только внутри конвективной зоны, между тем как наружные слои звезды, где сосредоточена основная часть ее массы, не перемешиваются с конвективным ядром.

§ 8. Ядерные источники энергии излучения звезд

В § 3 мы уже говорили о том, что источниками энергии Солнца и звезд, обеспечивающими их светимость в течение гигантских «космогонических» промежутков времени, исчисляемых для звезд не слишком большой массы миллиардами лет, являются термоядерные реакции. Сейчас мы остановимся на этом важном вопросе более подробно.

Основы теории внутреннего строения звезд были заложены Эддингтоном еще тогда, когда источники их энергии были не известны. Мы уже знаем, что ряд важных результатов, касающихся условия равновесия звезд, температуры и давления в их недрах и зависимости светимости от массы, химического состава (определяющего средний молекулярный вес) и непрозрачности вещества, мог быть получен и без знания природы источников звездной энергии. Тем не менее понимание сущности источников энергии совершенно необходимо для объяснения длительности существования звезд в почти неизменном состоянии. Еще более важно значение природы источников звездной энергии для проблемы эволюции звезд, т. е. закономерного изменения их основных характеристик (светимости, радиуса) с течением времени. Только после того как стала ясной природа источников звездной энергии, оказалось возможным понять диаграмму Герцшпрунга — Рессела,— основную закономерность звездной астрономии.

Вопрос об источниках звездной энергии был поставлен почти сразу же после открытия закона сохранения энергии, когда стало ясно, что излучение звезд обусловлено какими-то энергетическими превращениями и не может происходить вечно. Неслучайно первая гипотеза об источниках звездной энергии принадлежит Майеру — человеку, открывшему закон сохранения энергии. Он полагал, что источником излучения Солнца является непрерывное выпадение на его поверхность метеорных тел. Расчеты, однако, показали, что этого источника явно недостаточно для обеспечения наблюдаемой светимости Солнца. Гельмгольц и Кельвин пытались объяснить длительное излучение Солнца его медленным сжатием, сопровождающимся освобождением гравитационной энергии. Эта очень важная даже (и особенно!) для современной астрономии гипотеза оказалась, однако, несостоятельной для объяснения излучения Солнца в течение миллиардов лет. Заметим еще, что во времена Гельмгольца и Кельвина никаких разумных идей о возрасте Солнца еще не было. Лишь недавно стало ясно, что возраст Солнца и всей планетной системы около 5 миллиардов лет.

На рубеже XIX и XX вв. было сделано одно из величайших открытий в истории человечества — обнаружена радиоактивность. Тем самым открылся совершенно новый мир атомных ядер. Потребовалось, однако, не одно десятилетие, чтобы физика атомного ядра стала на прочную научную основу. Уже к 20-м годам нашего века стало ясно, что источник энергии Солнца и звезд следует искать в ядерных превращениях. Сам Эддингтон тоже так считал, однако указать конкретные ядерные процессы, происходящие в реальных звездных недрах и сопровождаемые выделением нужного количества энергии, тогда еще не было возможности. Насколько несовершенны были тогда знания природы источников звездной энергии, видно хотя бы из того, что Джинс — крупнейший английский физик и астроном начала нашего века,— полагал, что таким источником может быть... радиоактивность. Это, конечно, тоже ядерный процесс, но он, как легко показать, совершенно непригоден для объяснения излучения Солнца и звезд. Это видно хотя бы из того, что

такой источник энергии совершенно не зависит от внешних условий — ведь радиоактивность, как хорошо известно, есть процесс *спонтанный*. По этой причине такой источник никак не мог бы «подстраиваться» под меняющуюся структуру звезды. Другими словами, отсутствовала бы «регулировка» излучения звезды. Вся картина звездного излучения резко противоречила бы наблюдениям. Первым, кто это понял, был замечательный эстонский астроном Э. Эпик, который незадолго до второй мировой войны пришел к выводу, что источником энергии Солнца и звезд могут быть только термоядерные реакции синтеза.

Только в 1939 г. известный американский физик Бете дал количественную теорию ядерных источников звездной энергии. Что же это за реакции? В § 7 мы уже упоминали, что в недрах звезд должны происходить *термоядерные* реакции. Остановимся на этом немного подробнее. Как известно, ядерные реакции, сопровождающиеся превращениями ядер и выделением энергии, происходят при столкновении частиц. Такими частицами могут быть прежде всего сами ядра. Кроме того, ядерные реакции могут происходить и при столкновениях ядер с *нейтронами*. Однако свободные (т. е. не связанные в ядрах) нейтроны являются неустойчивыми частицами. Поэтому их количество в недрах звезд должно быть ничтожно мало[1]. С другой стороны, так как водород является самым обильным элементом в звездных недрах и он полностью ионизован, особенно часто будут происходить столкновения ядер с протонами.

Для того чтобы протон мог при таком столкновении проникнуть в ядро, с которым он сталкивается, ему надо приблизиться к последнему на расстояние около 10^{-13} см. Именно на таком расстоянии действуют специфические силы притяжения, «цементирующие» ядро и присоединяющие к нему «чужой», сталкивающийся протон. Но для того, чтобы приблизиться к ядру на столь малое расстояние, протону необходимо преодолеть весьма значительную силу электростатического отталкивания («кулоновский барьер»). Ведь ядро тоже заряжено положительно! Легко подсчитать, что для преодоления этой электростатической силы протону нужно иметь кинетическую энергию, превышающую потенциальную энергию электростатического взаимодействия

$$E = \frac{Ze^2}{r} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \approx 1000 \text{ кЭв}.$$

Между тем, как мы убедились в § 7, средняя кинетическая энергия тепловых протонов в солнечных недрах составляет всего лишь около 1 кэВ, т. е. в 1000 раз меньше. Протонов с нужной для ядерных реакций энергией в недрах звезд практически не будет. Казалось бы, при такой ситуации никаких ядерных реакций там происходить не может. Но это не так. Дело в том, что согласно законам квантовой механики протоны, энергия которых даже значительно меньше 1000 кэВ, все же, с некоторой небольшой вероятностью, могут преодолеть кулоновские силы отталкивания и попасть в ядро. Эта вероятность быстро уменьшается с уменьшением энергии протона, но она не равна нулю. В то же время число протонов по мере приближения их энергии к средней тепловой будет стремительно расти. Поэтому должна существовать такая «компромиссная» энергия протонов, при которой малая вероятность их проникновения в ядро «компенсируется» их большим количеством. Оказывается, что в условиях звездных недр эта энергия близка к 20 кэВ. Только приблизительно одна стомиллионная доля протонов имеет такую энергию. И все же этого оказывается как раз достаточно, чтобы ядерные реакции происходили с такой скоростью, что выделяющаяся энергия точно соответствовала бы светимости звезд.

Мы остановили свое внимание на реакциях с протонами не только потому, что они — самая обильная составляющая вещества звездных недр. Если сталкиваются более тяжелые ядра, у которых заряды значительно больше элементарного заряда протона, кулоновские

[1] В отдельных редких случаях при катастрофических процессах, являющихся причиной взрыва звезд, реакции с нейтронами, по-видимому, могут иметь существенное значение.

силы отталкивания существенно увеличиваются, и ядра при $T \sim 10^7$ К уже не имеют практически никакой возможности проникнуть друг в друга. Только при значительно более высоких температурах, которые в некоторых случаях реализуются внутри звезд, возможны ядерные реакции на тяжелых элементах.

Мы уже говорили в § 3, что сущность ядерных реакций внутри Солнца и звезд состоит в том, что через ряд промежуточных этапов четыре ядра водорода объединяются в одно ядро гелия (α-частицы), причем избыточная масса выделяется в виде энергии, нагревающей среду, в которой происходят реакции. В звездных недрах существуют два пути превращения водорода в гелий, отличающиеся разной последовательностью ядерных реакций. Первый путь обычно называется «протон-протонная реакция», второй — «углеродно-азотная реакция».

Опишем сначала протон-протонную реакцию.

Эта реакция начинается с таких столкновений между протонами, в результате которых получается ядро тяжелого водорода — дейтерия. Даже в условиях звездных недр это происходит очень редко. Как правило, столкновения между протонами являются упругими: после столкновения частицы просто разлетаются в разные стороны. Для того чтобы в результате столкновения два протона слились в одно ядро дейтерия, необходимо, чтобы при таком столкновении выполнялось два независимых условия. Во-первых, надо, чтобы у одного из сталкивающихся протонов кинетическая энергия раз в двадцать превосходила бы среднюю энергию тепловых движений при температуре звездных недр. Как уже говорилось выше, только одна стомиллионная часть протонов имеет такую относительно высокую энергию, необходимую для преодоления «кулоновского барьера». Во-вторых, необходимо, чтобы за время столкновения один из двух протонов успел бы превратиться в нейтрон, испустив позитрон и нейтрино. Ибо только протон с нейтроном могут образовать ядро дейтерия! Заметим, что длительность столкновения всего лишь около 10^{-21} секунды (оно порядка классического радиуса протона, поделенного на его скорость). Если все это учесть, то получается, что каждый протон имеет реальные шансы превратиться таким способом в дейтерий только раз в несколько десятков миллиардов лет. Но так как протонов в недрах звезд достаточно много, такие реакции, и притом в нужном количестве, будут иметь место.

По-другому складывается судьба вновь образовавшихся ядер дейтерия. Они «жадно», всего лишь через несколько секунд, «заглатывают» какой-нибудь близкий протон, превращаясь в изотоп гелия ^{3}He. После этого возможны три пути (ветви) ядерных реакций. Чаще всего изотоп гелия будет взаимодействовать с подобным себе ядром, в результате чего образуется ядро «обыкновенного» гелия и два протона. Так как концентрация изотопа ^{3}He чрезвычайно мала, это произойдет через несколько миллионов лет. Напишем теперь последовательность этих реакций и выделяющуюся при них энергию.

Таблица 8.1

$^1\mathrm{H} + {}^1\mathrm{H} \to {}^2\mathrm{D} + e^+ + \nu$	+1,44 МэВ ($\sim 10^{10}$ лет),
$^2\mathrm{D} + {}^1\mathrm{H} \to {}^3\mathrm{He} + \gamma$	+5,49 МэВ ($\sim$ 5 секунд),
$^3\mathrm{He} + {}^3\mathrm{He} \to {}^4\mathrm{He} + {}^1\mathrm{H} + {}^1\mathrm{H}$	+12,85 МэВ ($\sim 10^6$ лет).

Здесь буква ν означает нейтрино, а γ — гамма-квант.

Не вся освободившаяся в результате этой цепи реакций энергия передается звезде, так как часть энергии уносится нейтрино. С учетом этого обстоятельства энергия, выделяемая при образовании одного ядра гелия, равна 26,2 МэВ или $4{,}2 \cdot 10^{-5}$ эрг.

Вторая ветвь протон-протонной реакции начинается с соединения ядра ^{3}He с ядром «обыкновенного» гелия ^{4}He, после чего образуется ядро бериллия ^{7}Be. Ядро бериллия в свою очередь может захватить протон, после чего образуется ядро бора ^{8}B, или захватить электрон и превратиться в ядро лития. В первом случае образовавшийся радиоактивный изотоп ^{8}B претерпевает бета-распад: $^8\mathrm{B} \to {}^8\mathrm{Be} + e^+ + \nu$. Заметим, что нейтрино, образовавшиеся при этой реакции, как раз и обнаружили при помощи уникальной дорогостоящей установки. Об этом важном эксперименте подробно будет рассказано в следующем параграфе. Радиоактивный бериллий ^{8}Be весьма неустойчив и быстро распадается на две альфа-частицы. Наконец, последняя, третья ветвь протон-протонной реакции включает в себя следующие звенья: ^{7}Be после захвата электрона превращается в ^{7}Li, который, захватив протон, превращается в неустойчивый изотоп ^{8}Be, распадающийся, как и во второй цепи, на две альфа-частицы.

Еще раз отметим, что подавляющее большинство реакций идет по первой цепи, но роль «побочных» цепей отнюдь не мала, что следует хотя бы из знаменитого нейтринного эксперимента, который будет описан в следующем параграфе.

Перейдем теперь к рассмотрению углеродно-азотного цикла. Этот цикл состоит из шести реакций.

Таблица 8.2

$^{12}\mathrm{C} + {}^1\mathrm{H} \to {}^{13}\mathrm{N} + \gamma$	+1,95 МэВ ($1{,}3 \cdot 10^7$ лет),
$^{13}\mathrm{N} \to {}^{13}\mathrm{C} + e^+ + \nu$	+2,22 МэВ (7 минут),
$^{13}\mathrm{C} + {}^1\mathrm{H} \to {}^{14}\mathrm{N} + \gamma$	+7,54 МэВ ($2{,}7 \cdot 10^6$ лет),
$^{14}\mathrm{N} + {}^1\mathrm{H} \to {}^{15}\mathrm{O} + \gamma$	+7,35 МэВ ($3{,}2 \cdot 10^8$ лет),
$^{15}\mathrm{O} \to {}^{15}\mathrm{N} + e^+ + \nu$	+2,71 МэВ (82 секунды),
$^{15}\mathrm{N} + {}^1\mathrm{H} \to {}^{12}\mathrm{C} + {}^4\mathrm{He}$	+4,96 МэВ ($1{,}1 \cdot 10^5$ лет),

Поясним содержание этой таблицы. Протон, сталкиваясь с ядром углерода, превращается в радиоактивный изотоп азота ^{13}N. При этой реакции излучается γ-квант. Изотоп ^{13}N, претерпевая β-распад с испусканием позитрона и нейтрино, превращается в изотоп углерода ^{13}C. Последний, сталкиваясь с протоном, превращается в обычное ядро азота ^{14}N. При этой реакции также испускается γ-квант. Далее, ядро азота сталкивается с протоном, после чего образуется радиоактивный изотоп кислорода ^{15}O и γ-квант. Затем этот изотоп путем β-распада превращается в изотоп азота ^{15}N. Наконец, последний, присоединив к себе во время столкновения протон, распадается на обычный углерод и гелий. Вся цепь реакций представляет собой последовательное «утяжеление» ядра углерода путем присоединения протонов с последующими β-распадами. Последним звеном этой цепи является восстановление первоначального ядра углерода и образование нового ядра гелия за счет четырех протонов, которые в разное время один за другим присоединились к ^{12}C и образующимся из него изотопам. Как видно, никакого изменения числа ядер ^{12}C в веществе, в котором протекает эта реакция, не происходит. Углерод служит здесь «катализатором» реакции.

Во втором столбце приводится энергия, выделяющаяся на каждом этапе углеродно-азотной реакции. Часть этой энергии выделяется в форме нейтрино, возникающих при распаде радиоактивных изотопов ^{13}N и ^{15}O. Нейтрино свободно выходят из звездных недр наружу, следовательно, их энергия не идет на нагрев вещества звезды. Например, при распаде ^{15}O энергия образующегося нейтрино составляет в среднем около 1 МэВ. Окончательно при образовании одного ядра гелия путем углеродно-азотной реакции выделяется (без учета нейтрино) 25 МэВ энергии, а нейтрино уносят около 5% этой величины.

В третьем столбце таблицы II приведены значения *скорости* различных звеньев углеродно-азотной реакции. Для β-процессов это просто период полураспада. Значительно труднее определить скорость реакции, когда происходит утяжеление ядра путем присоединения протона. В этом случае надо знать вероятности проникновения протона через кулоновский барьер, а также вероятности соответствующих ядерных взаимодействий, так как само по себе проникновение протона в ядро еще не обеспечивает интересующего нас ядерного превращения. Вероятности ядерных реакций получаются из лабораторных экспериментов либо вычисляются теоретически. Для их надежного определения потребовались годы напряженной работы физиков-ядерщиков, как теоретиков, так и экспериментаторов. Числа в третьем столбце дают «время жизни» различных ядер для центральных областей звезды с температурой в 13 миллионов кельвинов и плотностью водорода 100 г/см^3. Например, для того чтобы при таких условиях ядро ^{12}C, захватив протон, превратилось в радиоактивный изотоп углерода, надо «подождать» 13 миллионов лет! Следовательно, для каждого «активного» (т. е. участвующего в цикле) ядра реакции протекают чрезвычайно *медленно*, но все дело в том, что ядер достаточно много.

Как уже неоднократно подчеркивалось выше, скорость термоядерных реакций чувствительным образом зависит от температуры. Это и понятно — даже небольшие изменения температуры очень резко сказываются на концентрации необходимых для реакции сравнительно энергичных протонов, энергия которых раз в 20 превышает среднюю тепловую энергию. Для протон-протонной реакции приближенная формула для скорости энерговыделения, рассчитанного на грамм вещества, имеет вид

$$\varepsilon = 10^{-5} \cdot \rho \cdot X^2 \cdot T^4 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}. \tag{8.1}$$

Эта формула справедлива для сравнительно узкого, но важного интервала температур 11—16 миллионов кельвинов. Для более низких температур (от 6 до 10 миллионов кельвинов) справедлива другая формула:

$$\varepsilon = 10^{-6} \cdot \rho \cdot X^2 \cdot T^5 \text{ эрг/г} \cdot \text{с}. \tag{8.2}$$

Основным источником энергии Солнца, температура центральных областей которого близка к 14 миллионам кельвинов, является протон-протонная реакция. Для более массивных, а следовательно, и более горячих звезд существенна углеродно-азотная реакция, зависимость которой от температуры значительно более сильная. Например, для интервала температур 24—36 миллионов кельвинов

$$\varepsilon = 3{,}5 \cdot 10^{-17} \cdot \rho \cdot X \cdot Z \cdot T^{15} \text{ эрг/г} \cdot \text{с}. \tag{8.3}$$

Понятно, почему эта формула содержит множителем величину Z — относительную концентрацию тяжелых элементов: углерода и азота. Ведь ядра этих элементов являются катализаторами углеродно-азотной реакции. Обычно суммарная концентрация этих элементов приблизительно в семь раз меньше концентрации всех тяжелых элементов. Последнее обстоятельство учитывается в численном коэффициенте формулы (8.3).

Непрерывно идущие в центральных областях звезд ядерные реакции «медленно, но верно» меняют химический состав звездных недр. Главная тенденция этой химической эволюции — превращение водорода в гелий. Помимо этого в процессе углеродно-азотного цикла меняется относительная концентрация различных изотопов углерода и азота до тех пор, пока не установится некоторое определенное равновесие. При таком равновесии количество реакций за единицу времени, приводящих к образованию какого-нибудь изотопа, равно количеству реакций, которые его «разрушают». Однако время установления такого равновесия может быть очень большим. А пока равновесие не установится, относительные концентрации различных изотопов могут меняться в самых широких пределах.

Приводим значения равновесных концентраций изотопов, полученные при температуре 13 миллионов кельвинов[1]:

$$\frac{[^{12}\mathrm{C}]}{[^{13}\mathrm{C}]} = 4{,}3; \quad \frac{[^{14}\mathrm{N}]}{[^{15}\mathrm{N}]} = 2800; \quad \frac{[^{14}\mathrm{N} + ^{15}\mathrm{N}]}{[^{12}\mathrm{C} + ^{13}\mathrm{C}]} = 20, \ldots \tag{8.4}$$

Вычисленные равновесные концентрации изотопов не зависят от плотности вещества, ибо скорости всех реакций пропорциональны плотности. Первые два изотопных отношения не зависят также и от температуры. Ошибки в вычисленных равновесных концентрациях достигают нескольких десятков процентов, что объясняется неуверенностью в знании вероятности соответствующих реакции. В земной коре отношение $\frac{[^{12}\mathrm{C}]}{[^{13}\mathrm{C}]} = 89$, $\frac{[^{14}\mathrm{N}]}{[^{15}\mathrm{N}]} = 270$.

Для протон-протонной реакции равновесное состояние наступает по истечении огромного срока в 14 миллиардов лет. Вычисления, выполненные для $T = 13$ миллионам кельвинов, дают значения

$$\frac{[^{2}\mathrm{D}]}{[^{1}\mathrm{H}]} = 3 \cdot 10^{-17}; \quad \frac{[^{3}\mathrm{He}]}{[^{4}\mathrm{He}]} \approx 10^{-4}. \tag{8.5}$$

Заметим, что для более низкой температуры $T = 8 \cdot 10^6$ К $\frac{[^{3}\mathrm{He}]}{[^{1}\mathrm{H}]} \approx 10^{-2}$, т.е. почти в сто раз больше. Следовательно, образующийся в недрах сравнительно холодных карликовых звезд изотоп ^{3}He весьма обилен.

Кроме протон-протонной и углеродно-азотной реакции, при некоторых условиях могут иметь существенное значение и другие ядерные реакции. Представляют, например, интерес реакции протонов с ядрами легких элементов — дейтерия, лития, бериллия и бора: ^{6}Li + ^{1}H $\to$ ^{3}He + ^{4}He; ^{7}Li + ^{1}H $\to$ 2^{4}He; ^{10}B + 2^{1}H $\to$ 3^{4}He и некоторые другие. Так как заряд ядра — «мишени», с которой сталкивается протон, невелик, кулоновское отталкивание не так значительно, как в случае столкновений с ядрами углерода и азота. Поэтому скорость этих реакций сравнительно велика. Уже при температуре около миллиона кельвинов они идут достаточно быстро. Однако, в отличие от ядер углерода и азота, ядра легких элементов не восстанавливаются в процессе дальнейших реакций, а необратимо расходуются. Именно поэтому обилие легких элементов на Солнце и в звездах так ничтожно мaлó. Они уже давно «выгорели» на самых ранних стадиях существования звезд. Когда температура внутри сжимающейся под действием силы тяжести протозвезды достигнет ~ 1 миллиона кельвинов, первые ядерные реакции, которые там будут протекать,— это реакции на легких ядрах. Тот факт, что в атмосфере Солнца и звезд наблюдаются слабые спектральные линии лития и бериллия, требует объяснения. Он может указывать на отсутствие перемешивания между самыми наружными слоями Солнца и «глубинными» слоями, где температура уже превышает 2 миллиона кельвинов — значение, при котором эти элементы «выгорели» бы. Следует, однако, иметь в виду и совершенно другую возможность. Дело в том, что, как сейчас доказано, в активных областях Солнца (там, где происходят вспышки) заряженные частицы ускоряются до весьма высоких энергий. Такие частицы, сталкиваясь с ядрами атомов, образующих солнечную атмосферу, могут давать (и дают!) различные ядерные реакции. Свыше 10 лет назад при помощи гамма-детектора, установленного на запущенном в США специализированном спутнике «OSO-7» («Седьмая орбитальная солнечная лаборатория»), были обнаружены во время яркой вспышки на Солнце 4 августа 1972 г. две спектральные линии в этом диапазоне. Одна линия, имеющая энергию квантов 0,511 МэВ, отождествляется с излучением, возникающим при аннигиляции электронов с позитронами, другая с энергией 2,22 МэВ излучается при образовании дейтерия из протонов и нейтронов. Эти важные эксперименты как раз и демонстрируют, что в активных областях Солнца и, конечно, звезд идут ядерные реакции. Только такими реакциями можно объяснить аномально высокое обилие лития в атмосферах некоторых звезд

[1]Символ [ ] здесь означает концентрацию данного сорта частиц.

и наличие линий технеция у звезд редкого спектрального класса S. Ведь самый долгоживущий изотоп технеция имеет период полураспада около 200 000 лет. Именно по этой причине его нет на Земле. Только ядерные реакции в поверхностных слоях звезд могут объяснить наличие линий технеция в спектрах упомянутых выше звезд.

Если температура звездных недр по каким-либо причинам становится очень большой (порядка сотен миллионов кельвинов), что может случиться после того, как практически весь водород «выгорит», источником ядерной энергии становится совершенно новая реакция. Эта реакция получила название «тройной альфа-процесс». При столь высоких температурах сравнительно быстро идут реакции между альфа-частицами, так как «кулоновский барьер» уже легче преодолеть. В этом случае «высота» кулоновского барьера соответствует энергии в несколько миллионов электронвольт. При столкновениях эффективно просачиваться через барьер будут альфа-частицы с энергией порядка ста тысяч электронвольт. Заметим, что энергия тепловых движений частиц при такой температуре порядка десяти тысяч электронвольт. При таких условиях сталкивающиеся альфа-частицы могут образовывать радиоактивный изотоп бериллия ^{8}Be. Этот изотоп очень быстро опять распадается на две альфа-частицы. Но может так случиться, что не успевшее еще распасться ядро ^{8}Be столкнется с третьей альфа-частицей, конечно, при условии, что у последней достаточно высокая энергия, чтобы «просочиться» через кулоновский барьер. Тогда будет иметь место реакция $^4\mathrm{He} + {}^8\mathrm{Be} \to {}^{12}\mathrm{C} + \gamma$, ведущая к образованию устойчивого изотопа углерода с выделением значительного количества энергии. При каждой такой реакции выделяется 7,3 миллиона электронвольт.

Хотя равновесная концентрация изотопа ^{8}Be совершенно ничтожна (например, при температуре сто миллионов кельвинов на десять миллиардов α-частиц приходится всего лишь один изотоп ^{8}Be), все же скорость «тройной» реакции оказывается достаточной для выделения в недрах очень горячих звезд значительного количества энергии. Зависимость энерговыделения от температуры исключительно велика. Например, для температур порядка 100—200 миллионов кельвинов

$$\varepsilon_{3\alpha} = 10^8 \rho^2 Y^3 \cdot \left(\frac{T}{10^8}\right)^{30}, \tag{8.6}$$

где, как и раньше, Y означает парциальную концентрацию гелия в недрах звезды. В случае, когда почти весь водород «выгорел», величина Y довольно близка к единице. Заметим еще, что энергетически «горение» водорода является более выгодным процессом, так как в этом случае на грамм «горючего» выделяется в 10 раз больше энергии.

На рис. 8.1 в логарифмическом масштабе приведена зависимость энерговыделения от температуры для трех важнейших реакций, которые могут проходить в недрах звезд: протон-протонной, углеродно-азотной и «тройного» столкновения альфа-частиц, которое только что обсуждалось. Стрелками указано положение различных звезд, для которых соответствующая ядерная реакция имеет наибольшее значение.

Резюмируя этот параграф, мы должны сказать, что успехи ядерной физики привели к полному объяснению природы источников звездной энергии.

Принято думать, что богатейший мир атомных ядер стал известен человечеству после выдающегося открытия Беккерелем радиоактивности. С этим фактором, конечно, трудно спорить. Но на протяжении всей своей истории человечество купалось в лучах Солнца. Давно уже стало банальным утверждение, что источником жизни на Земле является Солнце. Но ведь солнечные лучи — это переработанная ядерная энергия. Это означает, что не будь в природе ядерной энергии, не было бы жизни на Земле. Будучи *всем* обязаны атомному ядру, люди на протяжении долгих тысячелетий даже не подозревали о его существовании. Но, с другой стороны, *смотреть* — это еще не значит *открыть*. И мы не покушаемся на славу замечательного французского ученого...

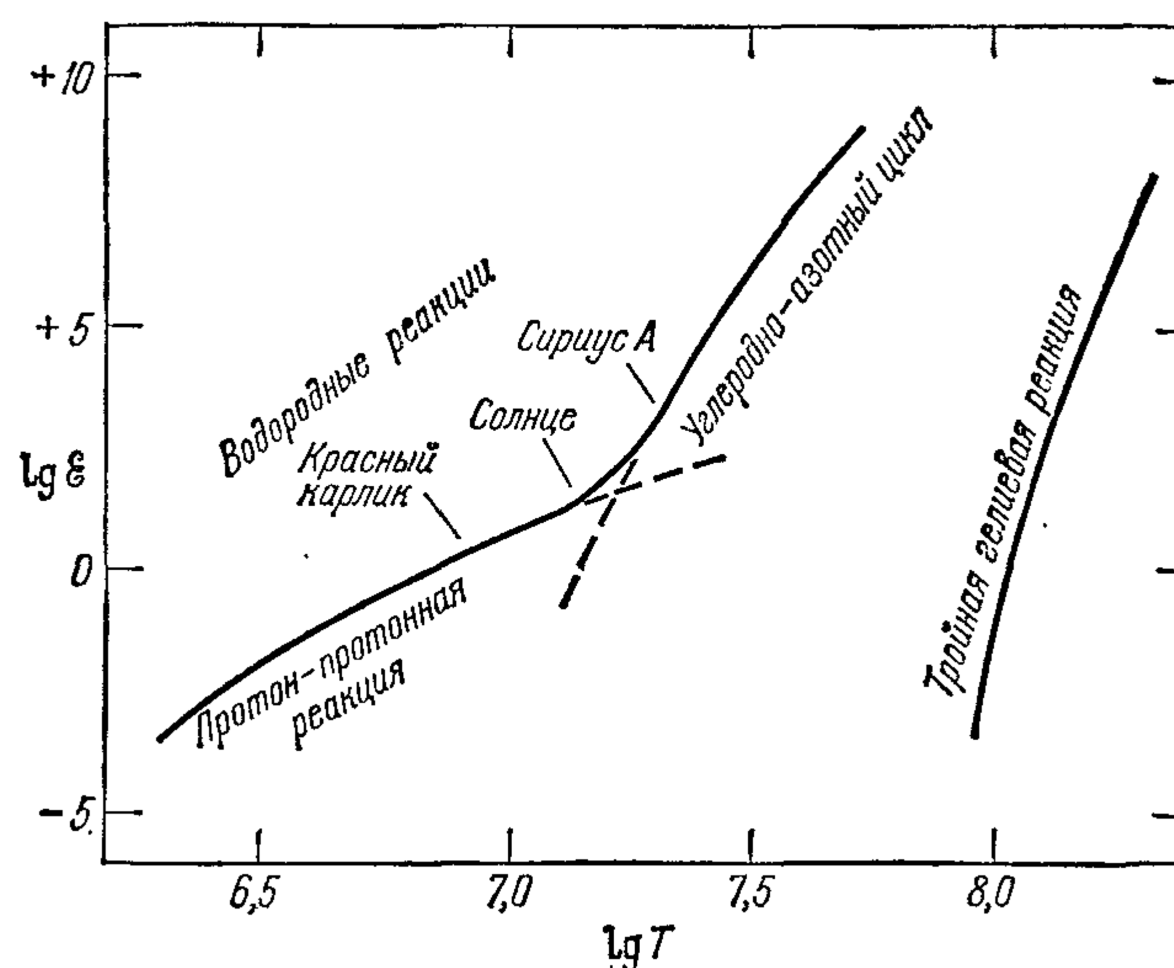


Рис. 8.1. Зависимость ядерного энерговыделения от температуры для трех реакций.

Ядерные процессы играют, как мы видели в этом параграфе, фундаментальную роль в длительной, спокойной эволюции звезд, находящихся на главной последовательности. Но, кроме того, их роль является определяющей при быстро протекающих нестационарных процессах взрывного характера, являющихся поворотными этапами в эволюции звезд. Об этом будет идти речь в третьей части этой книги. Наконец, даже, казалось бы, для такой в высшей степени тривиальной и очень «спокойной» звезды, какой является наше Солнце, ядерные реакции открывают возможность объяснения явлений, которые представляются очень далекими от ядерной физики. Об этом речь пойдет в следующем параграфе.

§ 9. Проблемы нейтринного излучения Солнца

До сравнительно недавнего времени одна из важнейших проблем астрономии — проблема внутреннего строения и эволюции звезд решалась совместными усилиями астрофизиков-теоретиков и астрономов-наблюдателей. Как уже неоднократно подчеркивалось, эта проблема никоим образом не могла быть решена без непрерывного контроля выводов теории астрономическими наблюдениями. Особенно большое значение для теории имел анализ прецизионных наблюдений блеска и цвета звезд, входящих в состав скоплений (см. § 12). Считалось и считается, что справедливость теории внутреннего строения и эволюции звезд объясняется возможностью на основе этой теории объяснить ряд тонких особенностей диаграммы Герцшпрунга — Рессела для различных скоплений звезд, имеющих различный возраст. Все же неопределенное ощущение неудовлетворительности, несомненно, остается. В идеале было бы неплохо иметь возможность *непосредственно* получить основные характеристики звездных недр путем прямых наблюдений.

Еще сравнительно недавно сама возможность «заглянуть» в недра звезд представлялась по меньшей мере совершенно фантастической. Огромная толща вещества звезды делает ее непрозрачной для всех видов электромагнитного излучения, включая самые жесткие гамма-лучи. Миллионы лет требуется квантам, генерируемым в центральных областях звезд (благодаря происходящим там ядерным реакциям), чтобы «просочиться» к поверхностным слоям и выйти наружу в межзвездное пространство. За это время кванты, взаимодействуя с веществом звезды, испытывают огромное количество поглощений и переизлучений, претерпевая при этом серьезные трансформации. Если первоначально их частоты соответствовали рентгеновскому диапазону, то, выходя из поверхности звезды, они становятся гораздо «мягче» и частоты их лежат уже в оптическом и непосредственно примыкающих к нему инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах. Другими словами, их свойства уже совсем не отражают свойств среды, в которой они первоначально возникли. Казалось бы, нет никакой возможности получить какую-либо информацию *непосредственно* из недр звезды. Однако столь богатое «чудесами» развитие физики в нашем столетии совершенно неожиданно открыло возможность хотя бы в принципе подойти к решению этой, считавшейся неразрешимой проблемы.

В 1931 г. швейцарский физик-теоретик Вольфганг Паули, исходя из твердого убеждения в выполнении законов сохранения для элементарных процессов и анализируя тогда во многом еще не ясное явление β-распада, выдвинул смелую гипотезу о существовании новой элементарной частицы. Эта частица, получившая название «нейтрино», должна иметь весьма удивительные свойства. Будучи электрически нейтральной, она должна обладать массой покоя ничтожно малой, скорее всего, даже нулевой. По этим причинам нейтрино должны обладать совершенно исключительной способностью проникать через огромные толщи вещества. Подсчитано, что без заметного поглощения пучок нейтрино с энергией в миллион электронвольт может пройти через стальную плиту, толщина которой в сотню раз превосходит расстояние от Земли до ближайших звезд! Ясно, что для таких частиц пройти «насквозь» через любую звезду, как говорится, «пустое дело»... Но столь удивительно слабая способность нейтрино взаимодействовать с веществом имеет и свою «обратную сторону». Потребовалось 25 лет после гениального теоретического предсказания Паули, чтобы эта необычайная частица была обнаружена в лабораторном эксперименте и

тем самым из разряда гипотетических перешла в разряд вполне реальных элементарных частиц.

После этого открытия физика нейтрино значительно продвинулась вперед. Как и всякая «порядочная» элементарная частица, нейтрино обладает «двойником» — античастицей, получившей название «антинейтрино». Выдающийся советский физик академик Б. М. Понтекорво теоретически предсказал существование двух «сортов» нейтрино — «электронных» и «мюонных». Очень скоро это предсказание блестяще оправдалось на опыте. Б. М. Понтекорво был также первым, кто указал на важность нейтрино для изучения звездных и в первую очередь солнечных недр.

Теория термоядерных реакций, происходящих в центральных областях Солнца, основы которой были изложены в § 8, позволяет довольно надежно оценить величину потока солнечных нейтрино на Земле. В самом деле, как уже неоднократно подчеркивалось выше, суть термоядерных реакций, происходящих в недрах нашего светила, сводится к тому, что четыре протона объединяются в одну альфа-частицу. При этом испускаются два нейтрино. При каждом таком «объединении» выделяется около 25 МэВ энергии, которая в конечном результате выделяется в межзвездное пространство, обеспечивая светимость Солнца. Поэтому полное количество нейтрино, образующихся в недрах Солнца, $N = 2L_{\odot}/25$ МэВ $= 10^{39}$ с$^{-1}$, а поток их на Земле $N/4\pi r^2 = 10^{11}$ см$^{-2}$ · с$^{-1}$. Это огромная величина. Мы буквально «купаемся» в потоке солнечных нейтрино.

Однако ничтожно малая вероятность взаимодействия солнечных нейтрино с веществом делает эксперименты по их обнаружению исключительно трудными. Идея такого эксперимента была предложена еще в 1946 г. Б. М. Понтекорво. Обнаружение нейтрино может быть основано на реакции



$$\nu_{\text{солн}} + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + \mathrm{e}^-, \tag{9.1}$$

где ^{37}Cl — устойчивый изотоп хлора, а ^{37}Ar — радиоактивный изотоп аргона. Эта реакция называется «обратный бета-распад». Хотя вероятность поглощения нейтрино изотопом хлора весьма мала, все же на практике она оказывается пока единственно возможной для обнаружения солнечных нейтрино. В качестве «рабочего вещества», достаточно богатого изотопом «хлор-37», начиная с 1955 г. используется прозрачная жидкость перхлорэтилен (или «четыреххлористый углерод»), химическая формула которой C_2Cl_4. Эта довольно дешевая жидкость широко используется в «бытовой» химии как средство очистки поверхностей. Первые опыты по обнаружению нейтрино этим методом были «нацелены» отнюдь не на Солнце, а на ядерные реакторы, излучающие огромное количество нейтрино. Задачей этих опытов, поставленных выдающимся американским физиком-экспериментатором Дэвисом, было «научиться» различать нейтрино и антинейтрино. Последние изотопом ^{37}Cl не поглощаются. В качестве детектора Дэвис использовал сравнительно небольшую емкость в 3900 литров перхлорэтилена. Сущность эксперимента состояла в оценке количества ядер радиоактивного изотопа ^{37}Ar, которые образуются в емкости, наполненной перхлорэтиленом. Такая оценка производится методами современной радиохимии.

Хотя основная цель эксперимента и не имела отношения к астрономии, тем не менее, как «побочный продукт», Дэвис впервые получил оценку верхней границы потока солнечных нейтрино, которая, конечно, была еще слишком груба. Чувствительность первого эксперимента Дэвиса была примерно в тысячу раз ниже ожидаемого потока солнечных нейтрино в том диапазоне энергии, который поглощается изотопом ^{37}Cl.

Последняя оговорка весьма существенна. Выше мы оценили величину ожидаемого полного потока солнечных нейтрино. Однако перхлорэтиленовый детектор способен поглощать далеко не все солнечные нейтрино с одинаковой эффективностью. Между тем энергетический спектр солнечных нейтрино весьма чувствительным образом зависит от физических условий в недрах Солнца, т. е. от температуры, плотности и химического

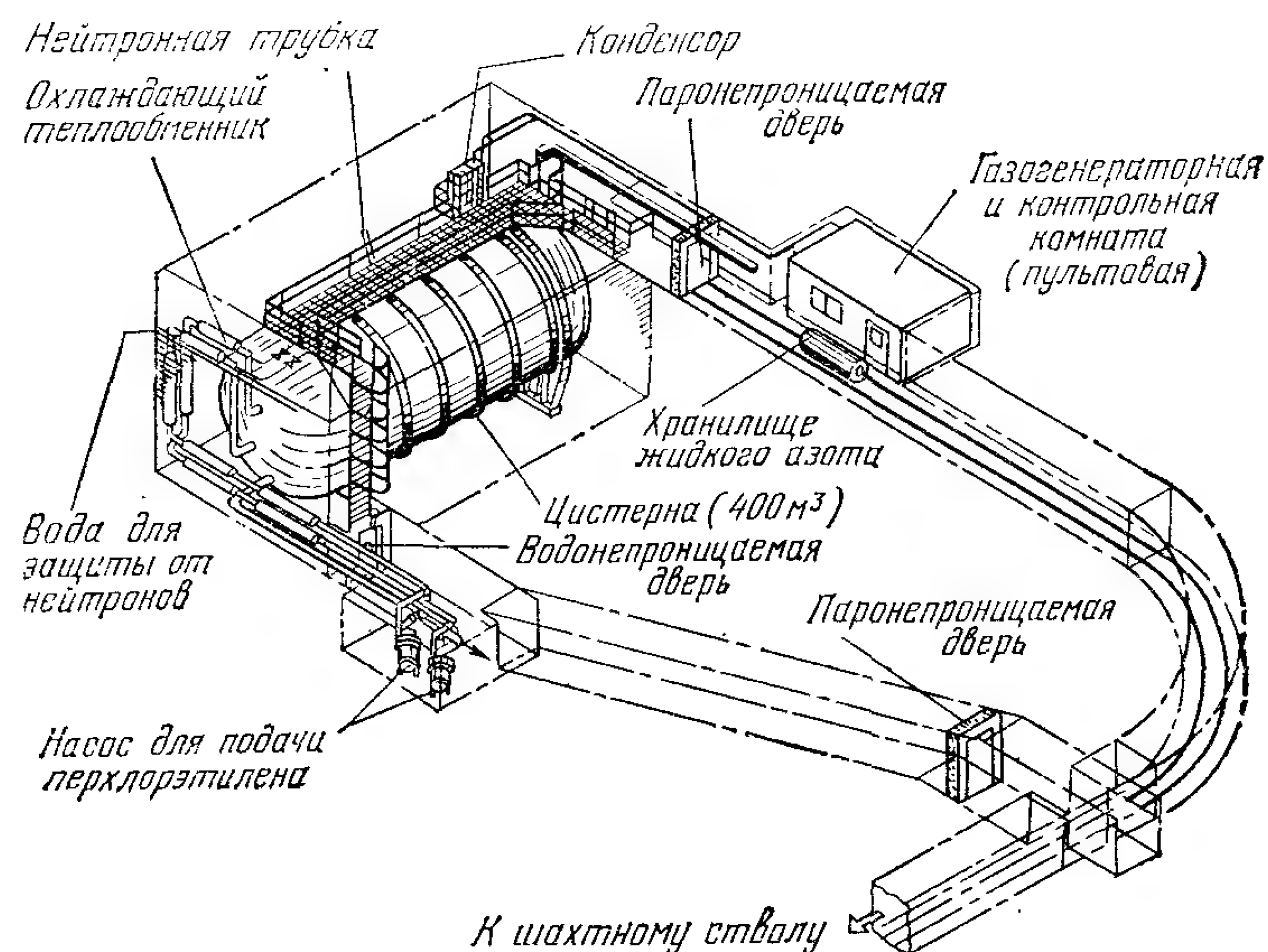


Рис. 9.1. Детектор нейтринного излучения (схематически).

состава. Другими словами, энергетический спектр солнечных нейтрино, а следовательно, скорость образования в перхлорэтилене радиоактивных ядер ^{37}Ar сильно зависит от модели солнечных недр.

Начиная с 1955 г. Дэвис. и его сотрудники упорно работали над повышением чувствительности перхлорэтиленового детектора нейтрино. В результате их усилий в этом направлении чувствительность детектора увеличилась к настоящему времени почти в 30 000 раз! В его современном виде нейтринный детектор представляет собой грандиозное сооружение (рис. 9.1). Гигантский резервуар, наполненный жидким перхлорэтиленом, имеет объем около 400 кубометров, что близко к объему нормального 25-метрового плавательного бассейна. Установка расположена на дне глубокой старой шахты, пробитой в скальном грунте. Глубина шахты превышает 1,5 км, что соответствует экранировке установки эквивалентным слоем воды толщиной около 4,5 км. Расположение детектора глубоко под землей диктуется необходимостью свести к минимуму помехи, приводящие к образованию радиоактивных изотопов аргона без поглощения ядрами хлора нейтрино. Указанные помехи вызываются проникающей компонентой космических лучей. Мю-мезоны, входящие в состав этой компоненты, взаимодействуя с веществом, порождают быстрые протоны, которые, сталкиваясь с ядрами хлора, образуют радиоактивный изотоп ^{37}Ar.

Современная чувствительность нейтринного детектора определяется прежде всего величиной «космического» фона, приводящего к образованию описанным выше способом «паразитных» ядер ^{37}Ar.

Некоторое понятие о чувствительности этой гигантской установки может дать тот факт, что из-за облучения солнечными нейтрино во всем огромном бассейне перхлорэтилена одновременно присутствуют всего лишь несколько десятков ядер радиоактивного изотопа ^{37}Ar. Заметим в этой связи, что период полураспада этого изотопа около 35 дней.

Это ничтожное количество ^{37}Ar удается выделить из «бассейна» путем «продувания» его гелием, после чего изотопы аргона выделяются из гелия химическим путем. Вся эта процедура, конечно, сопряжена с серьезными экспериментальными трудностями, которые Дэвис и его коллеги успешно преодолели.

Едва ли не самым парадоксальным следствием опытов Дэвиса и его коллег является неожиданно малое значение потока солнечных нейтрино. По состоянию вопроса на 1982 г. можно было утверждать, что количество поглощенных солнечных нейтрино за одну секунду, рассчитанное на один поглощающий атом хлора, равно $(2{,}2 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-36}$ (заметим, что величина 10^{-36} получила специальное название «s. n. u.» — «единица солнечных ней-

трино»). Между тем, если бы принятая в настоящее время модель солнечных недр была точной, эта величина должна была бы быть в три раза больше.

Это расхождение между ожидаемым результатом и данными наблюдений представляется довольно большим. Конечно, часть этого расхождения следует искать в несовершенстве теорий, как чисто физических, так и астрономических. Чисто физической является задача вычисления вероятности поглощения хлором солнечных нейтрино. Эта вычисленная вероятность, однако, подкрепляется результатами прямых лабораторных экспериментов, так что нет оснований сомневаться в ее правильности. Возможные ошибки здесь вряд ли превышают 10%. Более серьезным является вопрос о точности ныне принятой модели внутренних областей Солнца. Как мы уже упоминали выше, от этой модели зависит энергетический спектр солнечных нейтрино, а следовательно, и количество образовавшихся в бассейне перхлорэтилена изотопов радиоактивного аргона. Например, скорость образования нейтрино при бета-распаде ^{8}B (образующихся при одной из ветвей протон-протонной реакции; см. § 8) зависит от температуры T приблизительно как T^{13}, т. е. очень сильно. Между тем перхлорэтиленовый детектор регистрирует преимущественно нейтрино, образовавшиеся при распаде ^{8}B, так как они обладают наибольшей энергией ($\sim$ 14 МэВ). Заметим, что количество таких нейтрино составляет ничтожную долю от полного нейтринного потока, который почти не зависит от модели Солнца.

В принципе при современном уровне теории модель любой звезды, находящейся на главной последовательности, может быть построена достаточно точно, если известна масса звезды- и распределение ее химического состава по всей толще. Для Солнца масса известна с высокой точностью, в то время как имеется достаточно большая неопределенность в распределении его химического состава. Последнее зависит от характера перемешивания вещества в недрах Солнца. Скорее всего, относительное обилие гелия в ядре Солнца выше, чем в более наружных слоях. Разница в обилиях гелия в центральных областях и на периферии зависит также от возраста Солнца, который принимается равным 4,7 миллиарда лет. Для построения моделей имеют также большое значение полученные из лабораторных данных скорости тех или иных ядерных реакций, происходящих в солнечных недрах. Например, переоценка времени жизни свободных нейтронов, которая произошла в 1967 г., и уточнение лабораторных данных о скорости некоторых важных для астрофизики ядерных реакций заставили несколько пересмотреть значение скорости протон-протонной реакции — важнейшей термоядерной реакции в недрах Солнца.

Предложенные в последние годы модели Солнца дают весьма разные значения ожидаемого в экспериментах Дэвиса количества поглощенных нейтрино — от 30 до 6 s. n. u. Однако даже последнее, наинизшее значение все же в несколько раз превосходит наблюдаемую верхнюю границу.

Означает ли столь неожиданный результат экспериментов по обнаружению солнечных нейтрино, что наши представления о внутренней структуре и эволюции звезд неверны и нуждаются в коренном пересмотре? Пока для такого вывода оснований нет. Но есть проблема объяснения результатов опытов Дэвиса.

Прежде всего не все возможности построения модели Солнца исчерпаны. В принципе малое значение нейтринного потока, фиксируемое перхлорэтиленовым детектором (реагирующим, как мы уже говорили выше, главным образом на нейтрино, образующиеся при радиоактивном бета-распаде ^{8}B в «боковой» ветви протон-протонной реакции), можно объяснить предположением, что относительное обилие тяжелых элементов в недрах Солнца по крайней мере в 20 раз меньше наблюдаемого значения на его поверхности. При малом обилии тяжелых элементов вещество солнечных недр становится более прозрачным, температура уменьшается, а следовательно, уменьшается поток нейтрино, возникающих при распаде ^{8}B. Сразу же, однако, возникает трудность: вычисленное на основе этого предположения первоначальное обилие гелия в веществе, из которого образовалось Солнце,

должно быть в несколько раз меньше наблюдаемого обилия гелия в межзвездной среде. Нелегко также представить себе, каким способом образовался столь большой «дефицит» тяжелых элементов в недрах Солнца по сравнению с его поверхностью. Все же можно не сомневаться, что попытки объяснить результаты экспериментов Дэвиса разного рода модификациями солнечной модели будут продолжаться и, кто знает, возможно, приведут к успеху.

Другая возможность объяснения отрицательного результата опытов по обнаружению солнечных нейтрино состоит в ревизии основных представлений о природе нейтрино. Так, например, была высказана гипотеза, что нейтрино — нестабильная частица. Эта гипотеза требует признания у нейтрино хотя и малой, но конечной массы покоя. Если предположить, что период полураспада нейтрино меньше нескольких сотен секунд, то ясно, что образовавшиеся в недрах Солнца нейтрино просто не дойдут до Земли. Разновидностью этого типа гипотез является «гипотеза осцилляции», предложенная Б. М. Понтекорво. Суть этой гипотезы сводится к тому, что испущенные Солнцем «электронные» нейтрино могут превращаться в «мюонные», на которые детектор Дэвиса не реагирует. Однако такие гипотезы требуют коренного изменения существующих представлений о свойствах элементарных частиц. Уж слишком велика цена, которую надо заплатить за объяснение отрицательного результата опытов Дэвиса. Вряд ли эта гипотеза (так же, как и другие родственные ей) соответствует действительности[1].

Совершенно другой подход к обсуждаемой здесь проблеме содержится в гипотезе Фаулера, высказанной в конце 1972 г. Он предположил, что несколько миллионов лет назад во внутренних слоях Солнца произошло сравнительно быстрое, как бы «скачкообразное» перемешивание вещества. Таким образом, в течение последних нескольких миллионов лет недра Солнца находятся в необычном, как бы переходном состоянии. Через несколько миллионов лет физические условия в недрах Солнца вернутся к первоначальному состоянию, до того как такое внезапное перемешивание произошло. Отвлекаясь пока от анализа причин, повлекших за собой такое «катастрофическое» перемешивание, рассмотрим, какие это повлечет за собой последствия для проблемы солнечных нейтрино. Вся суть гипотезы Фаулера состоит в том, что поток нейтрино от Солнца определяется «мгновенным» состоянием солнечных недр. Это означает, что если по какой-либо причине изменилась температура солнечных недр, это *сразу же* отразится на выходящем из Солнца потоке нейтрино. Совсем по-другому будет вести себя поток фотонного излучения от Солнца. Как уже неоднократно подчеркивалось выше, образовавшимся в центральных областях Солнца фотонам требуются миллионы лет, чтобы просочиться наружу и выйти в межзвездное пространство. Таким образом, в принципе, возможна такая ситуация: внезапно температура в центре Солнца падает, сразу же резко упадет поток нейтрино, в то время как светимость Солнца останется неизменной.

Идея Фаулера представляется нам в высшей степени плодотворной. Развитие гипотезы Фаулера содержится в работе Эзера и Камерона. Если предположить, что по какой-либо причине резко увеличилось энерговыделение в центре Солнца, обусловленное ядерными реакциями, то это повлечет за собой быстрое *расширение* солнечного ядра, температура которого *понизится*. Понижение температуры недр Солнца повлечет за собой *уменьшение* скорости всех термоядерных реакций. После того как избыточная энергия покинет пределы центральных областей Солнца, последние вернутся к своему первоначальному состоянию и поток солнечных нейтрино восстановится. Каким же образом может произойти резкое увеличение энерговыделения в центральной области Солнца? Оказывается, здесь большое значение может иметь такая ничтожно малая примесь к веществу солнечных

[1] В последние годы В. А. Любимов и его коллеги экспериментально нашли, что масса покоя нейтрино конечна и близка к 20 эВ. Этот результат (значение которого трудно было бы переоценить, особенно для космологии) нуждается в независимом подтверждении.

недр, как редкий изотоп гелия ^{3}He. В обычных условиях в недрах Солнца концентрация этого изотопа поддерживается динамическим равновесием между ядерными реакциями, ведущими к его образованию и уничтожению. Между тем, как уже обсуждалось в § 8, концентрация ^{3}He имеет большое значение для идущей в недрах Солнца протон-протонной реакции, обеспечивающей почти всю светимость Солнца. Оказывается, что чем выше температура, тем ниже равновесная концентрация ^{3}He. Отсюда непосредственно следует, что равновесная концентрация ^{3}He должна *расти* по мере удаления от центра Солнца, однако, начиная с некоторого расстояния от центра, рост концентрации ^{3}He прекращается: температура оказывается уже слишком низкой для того, чтобы равновесная концентрация успела установиться за те ~ 5 миллиардов лет, которые существует Солнце. Расчеты показывают, что максимальная концентрация изотопа ^{3}He достигается на расстоянии 0,6 солнечного радиуса. Представим себе теперь, что по какой-либо причине произошло внезапное перемешивание солнечных недр. Оно должно повлечь за собой значительное увеличение концентрации ^{3}He в области центра Солнца, так как туда поступит материал, где концентрация ^{3}He выше. Так как концентрация этого изотопа определяет скорость протон-протонной реакции, энерговыделение резко возрастает, и мы получим ситуацию, обсуждавшуюся выше.

Причиной внезапного перемешивания солнечных недр может быть постепенное накопление некоторой «неустойчивости», которая, дойдя до определенного предела, как бы «сбрасывается». Например, эта причина может быть связана с циркуляцией вещества солнечных недр в меридианном направлении, которая будет как бы «транспортировать» вращательный момент Солнца от его периферических слоев к центру. В результате центральные области Солнца начнут вращаться значительно быстрее, чем периферия. Такая ситуация должна приводить к неустойчивости, которая будет «сбрасываться» перемешиванием. Гипотеза рассматривалась японским теоретиком Сакураи. Важной особенностью этого механизма внезапного перемешивания является его *периодичность*. Ведь после того как накопившаяся неустойчивость будет «сброшена», она опять начнет накапливаться, так как «меридианная» циркуляция в солнечных недрах будет продолжаться! По оценкам Эзера и Камерона время между такими сравнительно быстрыми процессами перемешивания солнечных недр порядка сотни миллионов лет. Это означает, что за время эволюции нашего светила такие процессы происходили несколько десятков раз. Так как длительность фазы, когда по причине внезапного перемешивания температура солнечных недр становится ниже «нормальной», порядка десяти миллионов лет, то примерно 10% всего времени своей эволюции солнечные недра должны находиться в таком «минимальном» состоянии. Выходит, что нам особенно «повезло», раз мы живем в такую эпоху эволюции Солнца. Это замечание, как мы увидим ниже, может иметь гораздо более глубокий смысл, чем это кажется на первый взгляд...

Американские авторы выполнили численные расчеты вариаций нейтринного излучения Солнца со временем в процессе такого перемешивания. Результаты вычислений приведены на рис. 9.2. Как мы видим из этого графика, перед перемешиванием «нормальное» Солнце излучает поток нейтрино, который соответствовал бы примерно 10 единицам s. n. u. на перхлорэтиленовом детекторе Дэвиса. В середине фазы перемешивания поток падает до значения, которое немного, но все-таки ниже наблюдаемого предела.

Однако Эзер и Камерон не ограничиваются только конкретизацией идеи Фаулера. Они идут значительно дальше. Дело в том, что расширение центральной области Солнца должно неизбежно отразиться на его светимости, т. е. на потоке его *фотонного* излучения. Кроме того, должен немного уменьшиться его радиус. Хотя температура поверхности Солнца почти не изменится, его светимость будет заметно *уменьшаться* во время фазы перемешивания. Результаты соответствующих вычислений приведены на рис. 9.3. Как видим, изменения светимости должны быть весьма значительными. Возникает совершенно

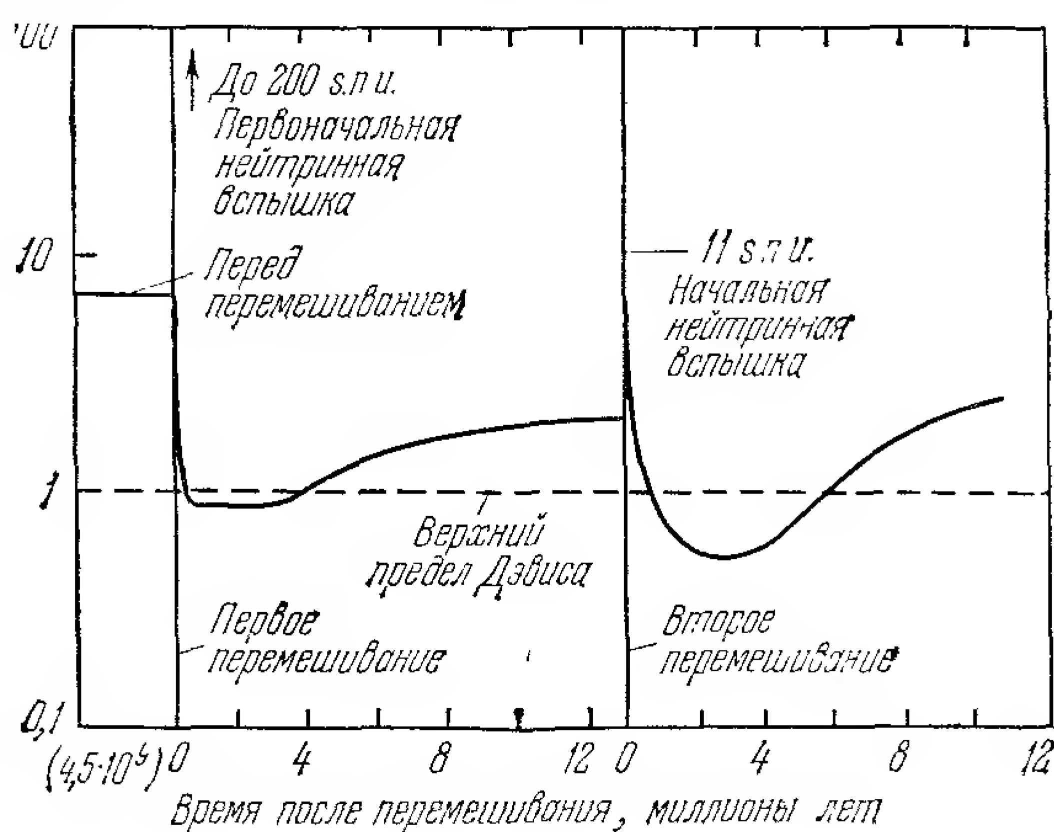


Рис. 9.2. Предполагаемая вариация нейтринного излучения Солнца со временем.

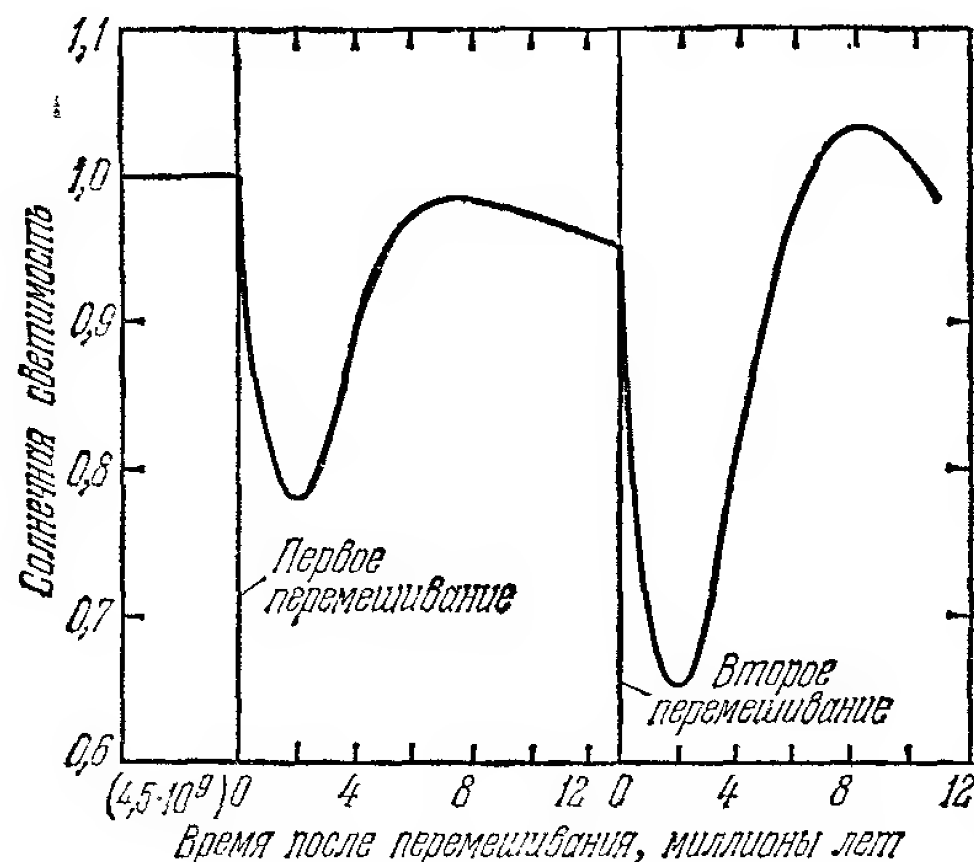


Рис. 9.3. Предполагаемая вариация светимости Солнца со временем.

естественный вопрос: а не отразились ли эти циклические «провалы» солнечной светимости на геологической истории Земли?

Если предлагаемое Фаулером объяснение отрицательного результата опытов по обнаружению солнечных нейтрино правильно, нынешний уровень солнечного излучения следует считать значительно более низким, чем «нормальный» уровень. Следующее из рис. 9.3 уменьшение уровня солнечной светимости против «нормального» должно соответствовать уменьшению равновесной температуры Земли в отношении $(L_1/L_\odot)^{1/4}$, где L_1 — «нормальная» светимость, $L_\odot$ — современная. Отсюда вытекает, что в настоящее время температура нашей планеты должна быть градусов на 30 ниже, чем в «нормальные» периоды, когда мощность солнечного излучения близка к L_1. Следует, правда, заметить, что наличие на Земле мощного облачного слоя и атмосферной циркуляции должно значительно сгладить разницу средних температур Земли в «нормальное» и в наше время. По-видимому, с учетом этого обстоятельства разница должна быть равна 10—15 K. А это означает, что сейчас Земля переживает *ледниковый период*!

Но ведь это соответствует действительности! По геологическим данным ледниковый период на нашей планете длится вот уже два миллиона лет. Сейчас на Земле относительно тепло, потому что мы живем в сравнительно короткое (длительность около 15 000 лет) *межледниковое* время[1].

[1]Любопытно отметить, что предыдущее межледниковое время, бывшее на Земле около 100 000 лет назад, закончилось очень быстро, по геологическим масштабам даже внезапно. За какую-нибудь сотню

Только сравнительно недавно геологи доказали, что оледенения Земли всегда носили *глобальный* характер, т. е. происходили *одновременно* на обеих ее полушариях.

Это означает, что причиной ледниковых периодов может быть только некоторый космический фактор. Если сейчас начинают понимать, что даже земная метеорология управляется солнечной активностью, можно ли сомневаться в том, что великие оледенения Земли были обусловлены гораздо более значительными изменениями уровня солнечного излучения? Мы говорим «оледенения» во множественном числе. Ведь уже давно известно, что в далеком геологическом прошлом Земли (например, в архейское время) также были великие оледенения. Доказано, что такие оледенения на нашей планете происходили периодически каждые 200—300 миллионов лет, причем длительность ледниковых периодов была около 10 миллионов лет. Как видим, именно к такой картине приводит развитие идеи Фаулера, выполненное Эзером и Камероном!

Приходится только удивляться неожиданным характерам взаимосвязи явлений в природе. Удивительным и совершенно неожиданным образом проблемы нейтринной астрономии могут быть связаны с фундаментальнейшей проблемой геологии, до последнего времени, несмотря на многочисленные попытки, остававшейся нерешенной.

Стоит еще подумать о том, что ледниковый период был «колыбелью» человечества. Вряд ли бы австралопитеки стали в итоге длительного процесса эволюции людьми, если бы не было ледникового периода. Даже если дальнейшее развитие науки приведет к другому объяснению отрицательных результатов опытов Дэвиса, объяснение ледниковых периодов, которое мы сейчас обсуждали, может остаться верным и поражать нас своим изяществом.

лет теплолюбивые виды животных покинули воды Гренландии и Ньюфаундленда. Имеются некоторые основания полагать, что наше межледниковое время подходит к концу, по-видимому, столь же быстро.

§ 10. Как устроены белые карлики?

В § 1, когда мы обсуждали физические свойства различных звезд, нанесенных на диаграмму Герцшпрунга — Рессела, было уже обращено внимание на так называемые «белые карлики». Типичным представителем этого класса звезд является знаменитый спутник Сириуса, так называемый «Сириус B». Тогда же подчеркивалось, что эти странные звезды — отнюдь не редкая категория каких-то патологических «уродцев» в нашей Галактике. Наоборот, это весьма многочисленная группа звезд. Их в Галактике должно быть по крайней мере несколько миллиардов, а может быть, и все десять миллиардов, т. е. до 10% всех звезд нашей гигантской звездной системы. Следовательно, белые карлики должны были образоваться в результате какого-то закономерного процесса, который имел место у заметной части звезд. А отсюда следует, что наше понимание мира звезд будет весьма далеким от полноты, если мы не поймем природу белых карликов и не выясним вопроса об их происхождении. Впрочем, в этом параграфе мы не будем обсуждать вопросов, связанных с проблемой образования белых карликов,— это будет сделано в § 13. Наша задача пока что — попытаться понять природу этих удивительных объектов. Основные особенности белых карликов таковы:

а) Масса не слишком отличается от массы Солнца при радиусе, в сотню раз меньшем, чем у Солнца. Размеры белых карликов одного порядка с размерами земного шара.

б) Отсюда следует огромная средняя плотность вещества, доходящая до 10^6—10^7 г/см^3 (т. е. до десятка тонн, «запрессованных» в кубическом сантиметре!).

в) Светимость белых карликов очень мала: в сотни и тысячи раз меньше солнечной.

При первой же попытке проанализировать условия в недрах белых карликов мы сразу же сталкиваемся с очень большой трудностью. В § 6 была установлена связь между массой звезды, ее радиусом и центральной температурой (см. формулу (6.2)). Так как последняя должна быть обратно пропорциональна радиусу звезды, то центральные температуры белых карликов, казалось бы, должны достигать огромных значений порядка многих сотен миллионов кельвинов. При таких чудовищных температурах там должно было выделяться непомерно большое количество ядерной энергии. Даже если предположить, что весь водород там «выгорел», тройная гелиевая реакция должна быть весьма эффективной. Выделяющаяся при ядерных реакциях энергия обязана «просачиваться» на поверхность и уходить в межзвездное пространство в форме излучения, которое должно было быть исключительно мощным. А между тем светимость белых карликов совершенно ничтожна, на несколько порядков меньше, чем у «обычных» звезд той же массы. В чем тут дело?

Попытаемся разобраться в этом парадоксе.

Прежде всего столь сильное расхождение между ожидаемой и наблюдаемой светимостью означает, что формула (6.2) § 6 попросту неприменима к белым карликам. Вспомним теперь, какие основные допущения были сделаны при выводе этой формулы. Прежде всего предполагалось, что звезда находится в состоянии равновесия под действием двух сил: гравитации и газового давления. Не приходится сомневаться, что белые карлики находятся в состоянии гидростатического равновесия, которое мы подробно обсуждали в § 6. В

противном случае за короткое время они перестали бы существовать: рассеялись в межзвездном пространстве, если давление превышало бы гравитацию, либо сжались «в точку», если гравитация не была бы скомпенсирована давлением газа. Не приходится также сомневаться в универсальности закона всемирного тяготения: сила гравитации действует повсеместно и она не зависит ни от каких других свойств вещества, кроме его количества. Тогда остается только одна возможность: усомниться в зависимости газового давления от температуры, которую мы получили с помощью хорошо известного закона Клапейрона.

Этот закон справедлив для идеального газа. В § 6 мы убедились, что вещество недр обычных звезд с достаточной точностью можно считать идеальным газом. Следовательно, логический вывод состоит в том, что очень плотное вещество недр белых карликов уже *не является идеальным газом*.

Правда, резонно вообще усомниться, является ли это вещество газом? Может быть, это жидкость или твердое тело? Легко убедиться, что это не так. Ведь в жидкостях и твердых телах плотно упакованы *атомы*, которые соприкасаются своими электронными оболочками, имеющими не такие уж маленькие размеры: порядка 10^{-8} см. Ближе чем на такое расстояние атомные ядра, в которых сосредоточена практически вся масса атомов, «придвинуться» друг к другу не могут. Отсюда непосредственно следует, что средняя плотность твердого или жидкого вещества не может значительно превосходить ~ 20 г/см^3. Тот факт, что средняя плотность вещества в белых карликах может быть в десятки тысяч раз больше, означает, что ядра там находятся друг от друга на расстояниях, значительно меньших, чем 10^{-8} см. Отсюда следует, что электронные оболочки атомов как бы «раздавлены» и ядра отделены от электронов. В этом смысле мы можем говорить о веществе недр белых карликов как об очень плотной плазме. Но плазма — это прежде всего газ, т. е. такое состояние вещества, когда расстояние между образующими его частицами значительно превышает размеры последних. В нашем случае расстояние между ядрами не меньше чем $\sim 10^{-10}$ см, в то время как размеры ядер ничтожно малы — порядка 10^{-12} см.

Итак, вещество недр белых карликов — это очень плотный ионизованный газ. Однако из-за огромной плотности его физические свойства резко отличаются от свойств идеального газа. Не следует путать это отличие свойств со свойствами *реальных газов*, о которых достаточно много говорится в курсе физики.

Специфические свойства ионизованного газа при сверхвысоких плотностях определяются *вырождением*. Это явление находит себе объяснение только в рамках *квантовой механики*. Классической физике понятие «вырождение» чуждо. Что же это такое? Чтобы ответить на этот вопрос, нам придется сначала немного остановиться на особенностях движения электронов в атоме, описываемых законами квантовой механики. Состояние каждого электрона в атомной системе определяется заданием квантовых чисел. Эти числа суть *главное* квантовое число n, определяющее энергию электрона в атоме, квантовое число l, дающее значение орбитального вращательного момента электрона, квантовое число m, дающее значение проекции этого момента на физически выделенное направление (например, направление магнитного поля), и, наконец, квантовое число s, дающее значение *собственного вращательного момента* электрона (спин). Фундаментальным законом квантовой механики является *принцип Паули*, запрещающий для любой квантовой системы (например, сложного атома) двум каким-либо электронам иметь все квантовые числа одинаковыми. Поясним этот принцип на простой полуклассической боровской модели атома. Совокупность трех квантовых чисел (кроме спина) определяет орбиту электрона в атоме. Принцип Паули, применительно к этой модели атома, запрещает находиться на одной и той же квантовой орбите более чем двум электронам. Если на такой орбите находятся два электрона, то у них должны быть противоположно ориентированные спины. Это означает, что хотя три квантовых числа у таких электронов могут совпадать, квантовые числа, характеризующие спины электронов, должны быть различны.

Принцип Паули имеет огромное значение для всей атомной физики. В частности, только на основе этого принципа можно понять все особенности периодической системы элементов Менделеева. Принцип Паули имеет универсальное значение и применим ко всем квантовым системам, состоящим из большого числа тождественных частиц. Примером такой системы, в частности, являются обыкновенные металлы при комнатных температурах. Как известно, в металлах внешние электроны не связаны с «собственными» ядрами, а как бы «обобществлены». Они движутся в сложном электрическом поле ионной решетки металла. В грубом, полуклассическом приближении можно представить, что электроны движутся по некоторым, правда, весьма сложным траекториям, И конечно, для таких траекторий тоже должен выполняться принцип Паули. Это означает, что по каждой из упомянутых выше электронных траекторий может двигаться не больше двух электронов, которые должны отличаться своими спинами. Необходимо подчеркнуть, что согласно квантовомеханическим законам число таких возможных траекторий хотя и очень велико, но конечно. Следовательно, далеко не все геометрически возможные орбиты реализуются.

На самом деле, конечно, наше рассуждение является весьма упрощенным. Мы говорили выше о «траекториях» для наглядности. Вместо классической картины движения по траектории квантовая механика говорит только о *состоянии* электрона, описываемого несколькими совершенно определенными («квантовыми») параметрами. В каждом из возможных состояний электрон имеет некоторую определенную энергию. В рамках нашей модели движения по траекториям принцип Паули можно сформулировать еще так: по одной и той же «дозволенной» траектории могут двигаться с одинаковыми скоростями (т. е. иметь одинаковую энергию) не больше двух электронов.

Применительно к сложным, многоэлектронным атомам принцип Паули позволяет понять, почему у них электроны не «ссыпались» на самые «глубокие» орбиты, энергия которых минимальна. Другими словами, он дает ключ к пониманию строения атома. Точно так же обстоит дело и в случае электронов в металле, и в случае вещества недр белых карликов. Если бы одно и то же количество электронов и атомных ядер заполняло достаточно большой объем, то «для всех хватило бы места». Но представим себе теперь, что этот объем *ограничен.* Тогда только небольшая часть электронов заняла бы все возможные для их движения траектории, число которых по необходимости ограничено. Остальные электроны должны были бы двигаться по *тем же самым* траекториям, которые уже «заняты». Но в силу принципа Паули они будут двигаться по этим траекториям с бóльшими скоростями и, следовательно, обладать *большей* энергией. Дело обстоит совершенно так же, как в многоэлектронном атоме, где из-за того же принципа «избыточные» электроны *обязаны* двигаться по орбитам с большей энергией.

В куске металла или в каком-нибудь объеме внутри белого карлика число электронов больше числа дозволенных траекторий движения. Иное дело в обычном газе, в частности, в недрах звезд главной последовательности. Там число электронов всегда *меньше* числа дозволенных траекторий. Поэтому электроны могут двигаться по разным траекториям с различными скоростями, как бы «не мешая» друг другу. Принцип Паули в этом случае не отражается на их движении. В таком газе устанавливается максвеллово распределение скоростей и выполняются хорошо известные из школьной физики законы газового состояния вещества, в частности, закон Клапейрона. Если «обычный» газ сильно сжать, то число возможных траекторий для электронов станет значительно меньше и, наконец, наступит такое состояние, когда на каждую траекторию придется больше двух электронов. В силу принципа Паули эти электроны обязаны иметь различные скорости, превышающие некоторое критическое значение. Если теперь сильно охладить этот сжатый газ, то скорости электронов отнюдь не уменьшатся. В противном случае, как легко понять, принцип Паули перестал бы выполняться. Даже вблизи абсолютного нуля скорости электронов в таком газе оставались бы большими. Газ, обладающий такими необычайными свойствами, называется *вырожденным.* Поведение такого газа целиком объясняется тем, что его частицы

(в нашем случае — электроны) занимают все возможные траектории и движутся по ним «по необходимости» с весьма большими скоростями. В противоположность вырожденному газу скорости движения частиц в «обычном» газе при уменьшении его температуры становятся очень маленькими. В соответствии с этим уменьшается и его давление. Как же обстоит дело с давлением вырожденного газа? Для этого вспомним, что мы называем давлением газа. Это импульс, который частицы газа передают за одну секунду времени при столкновениях некоторой «стенке», ограничивающей его объем. Отсюда ясно, что давление вырожденного газа должно быть очень велико, так как скорости образующих его частиц велики. Даже при очень низких температурах давление вырожденного газа должно оставаться большим, так как скорости его частиц, в отличие от обычного газа, почти не уменьшаются с уменьшением температуры. Следует ожидать, что давление вырожденного газа мало зависит от его температуры, так как скорость движения образующих его частиц определяется прежде всего принципом Паули.

Наряду с электронами в недрах белых карликов должны быть «оголенные» ядра, а также сохранившие «внутренние» электронные оболочки сильно ионизованные атомы. Оказывается, что для них количество «дозволенных» траекторий всегда больше числа частиц. Поэтому они образуют не вырожденный, а «нормальный» газ. Скорости их определяются температурой вещества белых карликов и всегда много меньше, чем скорости электронов, обусловленных принципом Паули. Поэтому в недрах белых карликов давление обусловлено только вырожденным электронным газом. Отсюда следует, что равновесие белых карликов почти не зависит от их температуры.

Как показывают квантовомеханические расчеты, давление вырожденного электронного газа, выраженное в атмосферах, определяется формулой

$$P = K\rho^{5/3}, \tag{10.1}$$

где постоянная $K = 3\cdot 10^6$, а плотность ρ выражена, как обычно, в граммах на кубический сантиметр. Формула (10.1) заменяет для вырожденного газа уравнение Клапейрона и является его «уравнением состояния». Характерной особенностью этого уравнения является то, что температура в него не входит. Кроме того, в отличие от уравнения Клапейрона, где давление пропорционально первой степени плотности, здесь зависимость давления от плотности более сильная. Это нетрудно понять. Ведь давление пропорционально концентрации частиц и их скорости. Концентрация частиц, естественно, пропорциональна плотности, а скорость частиц вырожденного газа растет с ростом плотности, так как при этом, согласно принципу Паули, растет количество «избыточных» частиц, вынужденных двигаться с большими скоростями.

Условием применимости формулы (10.1) является малость тепловых скоростей электронов по сравнению со скоростями, обусловленными «вырождением». При очень высоких температурах формула (10.1) должна переходить в формулу Клапейрона (6.2). Если давление, полученное для газа с плотностью ρ по формуле (10.1), *больше*, чем по формуле (6.2), значит, газ вырожден. Отсюда получается «условие вырождения»

$$K\rho^{5/3} > \frac{A\rho T}{\mu} \tag{10.2}$$

или

$$\rho > \left(\frac{AT}{\mu K}\right)^{3/2},$$

где μ — средняя молекулярная масса. Чему же равно μ в недрах белых карликов? Прежде всего водорода там практически не должно быть: при таких огромных плотностях и достаточно высоких температурах он давно уже «сгорел» при ядерных реакциях. Основным

элементом в недрах белых карликов должен быть гелий. Так как его атомная масса равна 4 и он при ионизации дает два электрона (при этом надо учитывать еще, что частицами, производящими давление, там являются только электроны), то средняя молекулярная масса должна быть очень близка к 2. Численно условие вырождения (10.2) записывается так:

$$\rho > \left(\frac{T}{75\ 000}\right)^{3/2}\ \text{г/см}^3. \qquad (10.3)$$

Если, например, температура $T = 300$ K (комнатная температура), то $\rho > 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ г/см^3. Это очень низкая плотность, из которой сразу же следует, что электроны в металлах должны быть вырождены (на самом деле в этом случае постоянные K и μ имеют другое значение, но суть дела при этом не меняется). Если температура T близка к температуре звездных недр, т. е. около 10 миллионов кельвинов, то $\rho > 1000$ г/см^3. Отсюда сразу же следуют два вывода:

а) В недрах обычных звезд, где плотность хотя и высока, но заведомо ниже 1000 г/см^3, газ не вырожден. Это обосновывает применимость обычных законов газового состояния, которыми мы широко пользовались в § 6.

б) У белых карликов средние, а тем более центральные плотности заведомо больше 1000 г/см^3. Поэтому обычные законы газового состояния для них неприменимы. Для понимания белых карликов необходимо знать свойства вырожденного газа, описываемые уравнением его состояния (10.1). Из этого уравнения прежде всего следует, что структура белых карликов практически не зависит от их температуры. Так как, с другой стороны, светимость этих объектов определяется, их температурой (например, скорость термоядерных реакций зависит от температуры), то мы можем сделать вывод, что структура белых карликов не зависит и от светимости. В принципе, белый карлик может существовать (т. е. находиться в равновесной конфигурации) и при температуре, близкой к абсолютному нулю. Мы приходим, таким образом, к выводу, что для белых карликов, в отличие от «обычных» звезд, не существует зависимость «масса — светимость».

Для этих необычных звезд, однако, существует специфическая зависимость «масса — радиус». Подобно тому как сделанные из одного какого-либо металла шары равной массы должны иметь равные диаметры, размеры белых карликов с одинаковой массой также должны быть одинаковы. Это утверждение, очевидно, несправедливо для других звезд: звезды-гиганты и звезды главной последовательности могут иметь одинаковые массы, но существенно разные диаметры. Такое отличие белых карликов от остальных звезд объясняется тем, что температура почти не играет никакой роли в их гидростатическом равновесии, которое и определяет структуру.

Коль скоро это так, должно быть некоторое универсальное соотношение, связывающее массы белых карликов и их радиусы. В нашу задачу не входит вывод этой важной зависимости, который далеко не является элементарным. Сама зависимость (в логарифмическом масштабе) представлена на рис. 10.1. На этом рисунке кружки и квадратики отмечают положение некоторых белых карликов с известными массами и радиусами. Приведенная на этом рисунке зависимость массы и радиуса для белых карликов имеет две любопытные особенности. Во-первых, из нее следует, что чем больше масса белого карлика, тем меньше его радиус. В этом отношении белые карлики ведут себя иначе, чем шары, выполненные из одного блока металла... Во-вторых, у белых карликов существует предельное допустимое значение массы[1]. Теория предсказывает, что в природе не могут су-

[1]На это обстоятельство впервые указал советский физик-теоретик Я. И. Френкель в 1928 г. За два года до этого английский физик Р. Фаулер впервые применил теорию вырожденного газа для объяснения природы белых карликов. Полная теория белых карликов была развита Чандрасекаром.

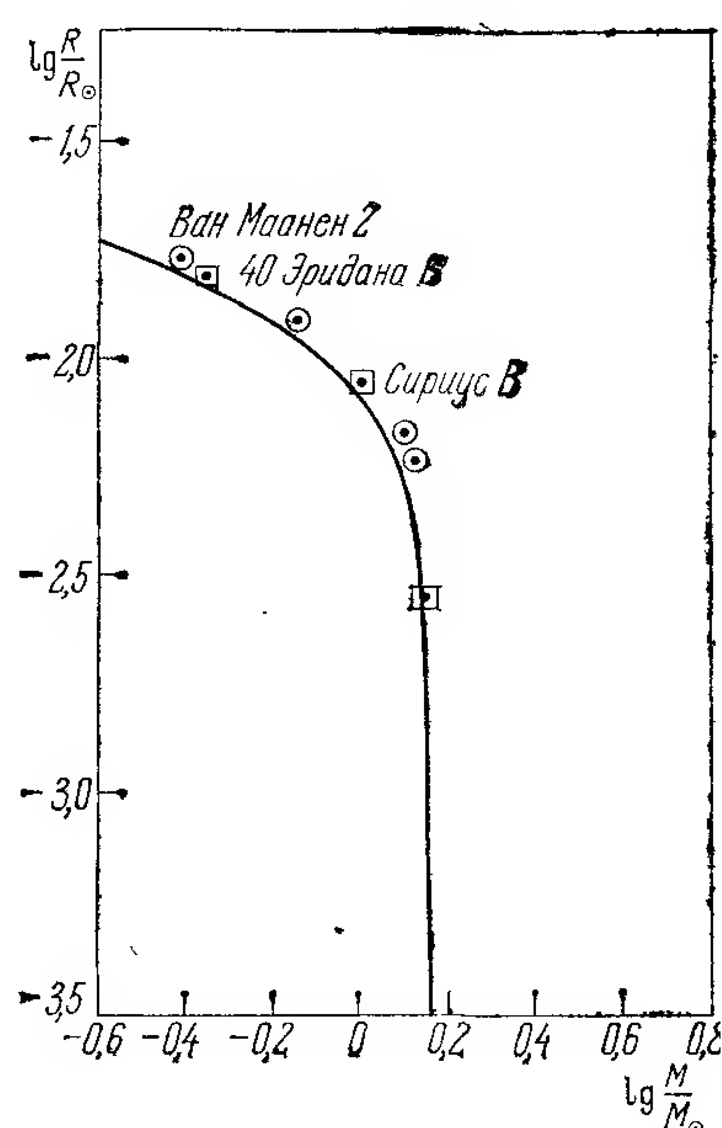


Рис. 10.1. Зависимость массы белых карликов от их радиуса.

ществовать белые карлики, масса которых превышала бы 1,43 массы Солнца[1]. Если масса белого карлика приближается к этому критическому значению со стороны меньших масс, то его радиус будет стремиться к нулю. Практически это означает, что начиная с некоторой массы давление вырожденного газа уже не может уравновесить силу гравитации и звезда катастрофически сожмется.

Этот результат имеет исключительно большое значение для всей проблемы звездной эволюции. Поэтому стоит остановиться на нем несколько подробнее. По мере увеличения массы белого карлика его центральная плотность будет все более и более расти. Вырождение электронного газа будет становиться все сильнее. Это значит, что на одну «дозволенную» траекторию будет приходиться все большее число частиц. Им будет очень «тесно» и они будут (дабы не нарушать принцип Паули!) двигаться все с большими и большими скоростями. Эти скорости станут довольно близкими к скорости света. Возникнет новое состояние вещества, которое называется «релятивистским вырождением». Уравнение состояния такого газа изменится — оно уже не будет больше описываться формулой (10.1). Вместо (10.1) будет иметь место соотношение

$$P \propto \rho^{4/3}. \qquad (10.4)$$

Для оценки создавшейся ситуации положим, как это делалось в § 6, $\rho \sim M/R^3$. Тогда при релятивистском вырождении $P \propto M^{4/3}/R^4$, а сила, противодействующая гравитации и равная перепаду давления,

$$\frac{P}{R} \propto \frac{M^{4/3}}{R^5}.$$

Между тем сила гравитации равна $\rho GM/R^2 \sim M^2/R^5$. Мы видим, что обе силы — гравитация и перепад давления — зависят от размеров звезды одинаковым образом: как R^{-5}, и по-разному зависят от массы. Следовательно, должно существовать некоторое, совершенно определенное значение массы звезды, при котором обе силы уравновешиваются. Если же масса превышает некоторое критическое значение, то сила гравитации всегда будет преобладать над силой, обусловленной перепадом давления, и звезда катастрофически сожмется.

[1]Учет «нейтронизации» вещества при большой плотности (см. § 22) снижает этот предел до $1{,}2M_\odot$.

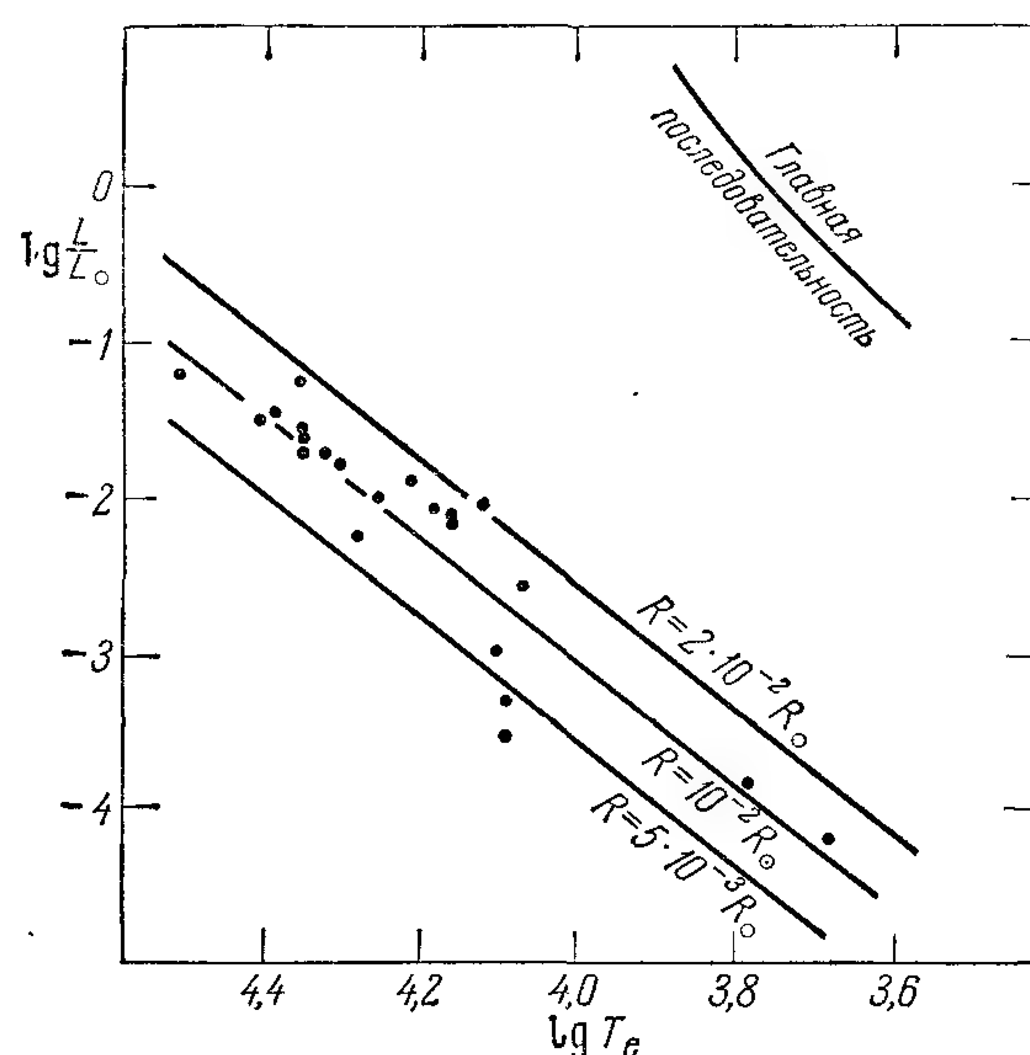


Рис. 10.2. Эмпирическая зависимость светимости белых карликов от их температуры.

Допустим теперь, что масса меньше критической. Тогда сила, обусловленная давлением, будет больше гравитационной, следовательно, звезда начнет расширяться. В процессе расширения релятивистское вырождение сменится обычным «нерелятивистским» вырождением. В этом случае из уравнения состояния $P \propto \rho^{5/3}$ следует, что $P/R \propto M^{5/3}/R^6$, т. е. зависимость силы, противодействующей гравитации, от R будет более сильной. Поэтому при некотором значении радиуса расширение звезды прекратится.

Этот качественный анализ иллюстрирует, с одной стороны, необходимость существования зависимости масса — радиус для белых карликов и ее характер (т. е. то, что радиус тем меньше, чем больше масса), а, с другой стороны, обосновывает существование предельной массы, что является следствием с неизбежностью наступающего релятивистского вырождения. До каких пор могут сжиматься звезды с массой, большей, чем 1,2 солнечной массы? Эта увлекательная, ставшая в последние годы весьма актуальной, проблема будет обсуждаться в § 24.

Вещество недр белых карликов отличается высокой прозрачностью и теплопроводностью. Хорошая прозрачность этого вещества опять-таки объясняется принципом Паули. Ведь поглощение света в веществе связано с изменением состояния электронов, обусловленном их переходами с одной орбиты на другую. Но если подавляющее большинство «орбит» (или «траекторий») в вырожденном газе «занято», то такие переходы весьма затруднены. Только очень немногие, особенно быстрые электроны в плазме белого карлика могут поглощать кванты излучения. Теплопроводность вырожденного газа велика — тому примером служат обыкновенные металлы. По причине очень высоких прозрачности и теплопроводности в веществе белого карлика не могут возникать большие перепады температуры. Почти весь перепад температуры, если двигаться от поверхности белого карлика к его центру, происходит в очень тонком, наружном слое вещества, который находится в невырожденном состоянии. В этом слое, толщина которого порядка 1% от радиуса, температура возрастает от нескольких тысяч кельвинов на поверхности примерно до десяти миллионов кельвинов, а затем вплоть до центра звезды почти не меняется.

Белые карлики хотя и слабо, но все-таки излучают. Что является источником энергии этого излучения? Как уже подчеркивалось выше, водорода, основного ядерного горючего, в недрах белых карликов практически нет. Он почти весь выгорел на стадиях эволюции звезды, предшествовавших стадии белого карлика. Но, с другой стороны, спектроскопические наблюдения с очевидностью указывают на то, что в самых наружных слоях белых карликов водород имеется. Он либо не успел выгореть, либо (что более вероятно) попал

туда из межзвездной среды. Не исключено, что источником энергии белых карликов могут быть водородные ядерные реакции, происходящие в очень тонком сферическом слое на границе плотного вырожденного вещества их недр и атмосферы. Кроме того, белые карлики могут поддерживать довольно высокую температуру своей поверхности путем обычной теплопроводности. Это означает, что не имеющие источников энергии белые карлики остывают, излучая за счет запасов своего тепла. А эти запасы весьма солидны. Так как движения электронов в веществе белых карликов обусловлены явлением вырождения, запас тепла в их недрах содержится в ядрах и ионизованных атомах. Полагая, что вещество белых карликов состоит в основном из гелия (атомный вес равен 4), легко найти количество тепловой энергии, содержащейся в белом карлике:

$$\mathscr{E}_T = \frac{3}{2} kT \frac{M}{3m_{\mathrm{H}}}, \tag{10.5}$$

где m_{H} — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана. Время охлаждения белого карлика можно оценить, поделив $\mathscr{E}_T$ на его светимость L. Оно оказывается порядка нескольких сотен миллионов лет.

На рис. 10.2 для ряда белых карликов приведена эмпирическая зависимость светимости от поверхностной температуры. Прямые линии суть геометрические места постоянных радиусов. Последние выражены в долях солнечного радиуса. Похоже на то, что эмпирические точки хорошо укладываются вдоль этих прямых. Это означает, что наблюдаемые белые карлики находятся на разных стадиях остывания.

В последние годы для десятка белых карликов было обнаружено сильное расщепление спектральных линий поглощения, обусловленное эффектом Зеемана. Из величины расщепления следует, что напряженность магнитного поля на поверхности этих звезд достигает огромного значения порядка десяти миллионов эрстед (Э). Столь большое значение магнитного поля, по-видимому, объясняется условиями образования белых карликов. Например, если предположить, что без существенной потери массы звезда сжимается, можно ожидать, что магнитный поток (т. е. произведение площади поверхности звезды на напряженность магнитного поля) сохраняет свое значение. Отсюда следует, что напряженность магнитного поля по мере сжатия звезды будет расти обратно пропорционально квадрату ее радиуса. Следовательно, она может вырасти в сотни тысяч раз. Этот механизм увеличения магнитного поля особенно важен для *нейтронных* звезд, о чем будет идти речь в § 22[1]. Интересно отметить, что большинство белых карликов не имеет поля более сильного, чем несколько тысяч эрстед. Таким образом, «намагниченные» белые карлики образуют особую группу среди звезд этого типа.

[1]Из-за наличия сильного магнитного поля излучение белых карликов должно быть слегка поляризовано по кругу. Изучая зависимость этой поляризации от времени, можно, в принципе, определить периоды вращения белых карликов. В тех немногих случаях, для которых эти очень деликатные наблюдения были выполнены, периоды осевого вращения оказались довольно значительными, порядка суток. Этот результат должен иметь существенное значение для проблемы звездной эволюции.

§ 11. Модели звезд

В § 6 мы получили основные характеристики звездных недр (температура, плотность, давление), используя метод грубых оценок величин, входящих в уравнения, описывающие состояния равновесия звезд. Хотя эти оценки дают правильное представление о физических условиях в центральных областях звезд, они, конечно, совершенно недостаточны для понимания сходства и различия между разными звездами. Например, для решения важного вопроса, какая именно ядерная реакция (протон-протонная или углеродно-азотная) ответственна за излучение той или иной конкретной звезды, необходимо более совершенное знание условий в ее недрах. Наконец, остается пока не рассмотренной основная задача: каков физический смысл диаграммы Герцшпрунга — Рессела? Эта задача, как мы увидим ниже, теснейшим образом связана с проблемой *эволюции звезд*. Хотя запасы ядерной энергии в недрах звезд очень велики, все же их нельзя считать неисчерпаемыми. Рано или поздно (в зависимости от массы звезды) они подойдут к концу. Что будет при этом происходить со звездой? Как она будет менять свои свойства?

Чтобы понять связь между разными звездами и причины наблюдаемых различий между ними, надо хорошо знать мгновенное состояние разных звезд, как бы «моментальную фотографию» структуры их недр. Точно так же как реальные физические *процессы* можно представить как последовательность «квазистатических» состояний, очень медленный процесс эволюции звезды (обусловленный истощением запасов ее ядерного горючего) можно представить как последовательность ее равновесных конфигураций. Такие конфигурации, получаемые теоретическим, расчетным путем, носят название «звездных моделей».

Под «звездной моделью» понимается совокупность таблиц (или графиков), дающих «идеализированное» распределение плотности, температуры, давления, химического состава вещества звезды для разных глубин, выраженных в долях ее радиуса. Следует подчеркнуть, что такая модель отнюдь не тождественна реальной звезде. Все же хорошо рассчитанная модель, правильно учитывающая основные физические законы, определяющие структуру звезды, может (и должна!) давать в основном верное представление о свойствах вещества звездных недр. Было бы ошибочно считать, что расчет звездных моделей содержит в себе элемент произвола. Наоборот, он непрерывно и жестко контролируется в процессе самих вычислений. И, наконец, он после своего завершения должен находиться в полном согласии с наблюдаемыми свойствами «моделируемых» звезд. Например, если речь идет о расчете модели звезды главной последовательности, у рассчитанной модели должно выполняться соотношение «масса — светимость».

Если бы была возможность *непосредственно* наблюдать внутренние области звезд, не было бы надобности в построении их моделей. Ведь структуру туманностей, которые «видны насквозь», мы получаем непосредственно из оптических и радиоастрономических наблюдений. Увы, недра звезд скрыты от нас гигантской толщей звездного вещества и *почти* нет шансов «увидеть», что там происходит. Мы подчеркнули слово «почти», так как все-таки имеется одна возможность *непосредственного* наблюдения звездных недр, о которой было рассказано в § 9. Итак, построение звездных моделей есть процедура вынужденная, иначе мы не могли бы делать *количественных* выводов об основных тенденциях развития большей части вещества во Вселенной.

Как же рассчитываются звездные модели? Прежде всего основой таких расчетов являются физические законы, определяющие равновесную конфигурацию звезды. Об этих законах уже шла речь в § 6 и 7. Это, во-первых, условие гидростатического равновесия, которое должно выполняться для каждого элемента объема внутри звезды (см. формулу (6.1)). Во-вторых,— так называемое «условие лучистого равновесия», описывающее перенос излучения из недр звезды, к ее поверхности (см. уравнение (7.10)). Далее необходимо учитывать, как меняется непрозрачность звездного вещества в зависимости от изменения температуры и плотности, а также зависимость давления от плотности и температуры, т. е. «уравнение состояния». Для вещества «нормальных» звезд последнее описывается уравнением Клапейрона, а для белых карликов — формулой (10.1). Необходимо учитывать и очень сильную зависимость скорости выделения ядерной энергии от температуры (см. стр. 106). Кроме того, считаются заданными такие основные параметры «моделируемых» звезд, как их масса, светимость и радиус.

Ввиду сложности системы уравнений, описывающих состояние звезд, расчет модели не может быть сделан *аналитически*, т. е. по готовой, пусть даже очень громоздкой, формуле. Успех достигается только *численным* методом решения этих уравнений (являющихся, кстати, дифференциальными). Предполагается, что модель звезды сферически-симметричная, т. е. все характеристики какого-нибудь элемента ее объема (температура, плотность и пр.) зависят только от расстояния этого элемента от центра звезды. В чем же идея численного метода расчета? Представим себе, что звезда состоит из очень большого числа концентрических сферических слоев. В пределах каждого слоя (если он только выбран достаточно тонким) значения указанных характеристик можно считать постоянными. Зададим значения давления и температуры в центре звезды. Условия гидростатического равновесия позволят тогда найти давление на поверхности первой (самой внутренней) сферы. Далее, путем расчетов определяем, пользуясь формулой Клапейрона, температуру в центре. Затем, зная зависимость скорости ядерного энерговыделения от температуры и используя уравнение для переноса лучистой энергии (7.10), мы получим температуру на поверхности шаровой сферы, а затем, пользуясь формулой Клапейрона,— плотность. Такая процедура (как видим, довольно сложная!) позволяет по данным температуре, плотности и давлению в *центре* звезды получить те же основные характеристики на *некотором* относительно *малом* расстоянии от центра. После этого тем же методом процедура повторяется и получается значение характеристик звездного вещества, на поверхности *второй* сферы, радиус которой вдвое больше, чем у первой. Так, шаг за шагом, получается «разрез» всей звезды, т. е. значения основных характеристик ее вещества в зависимости от расстояния от центра. Для того чтобы расчет модели увенчался успехом, толщины воображаемых сфер, на которые разбивается звезда, должны быть достаточно малы. С другой стороны, конечно, непрактично делать их слишком маленькими, что привело бы к неоправданно большому увеличению объемов расчета. Практически количество таких сфер бывает порядка нескольких сотен, иногда даже нескольких тысяч.

Масса рассчитанной модели получается как результат суммирования «парциальных» масс, заключенных в пределах элементарных сфер. Учитывая «производство» термоядерной энергии в разных слоях, можно по окончании расчета получить теоретическую *светимость* звездной модели.

Раньше такие расчеты моделей выполнялись вручную, на арифмометрах. Однако последние три десятилетия расчеты моделей производятся преимущественно на электронных вычислительных машинах. Резкое увеличение «производительности труда», помимо облегчения работы вычислителя, позволило широко варьировать различные параметры, входящие в расчет, и выбирать из них те, которые дают разумные и непротиворечивые модели. В частности, условием непротиворечивости модели, дающей некоторые значения радиуса, массы и светимости звезды, является выполнение закона «масса — светимость», если речь идет о расчете модели звезды главной последовательности. Отчего же могут

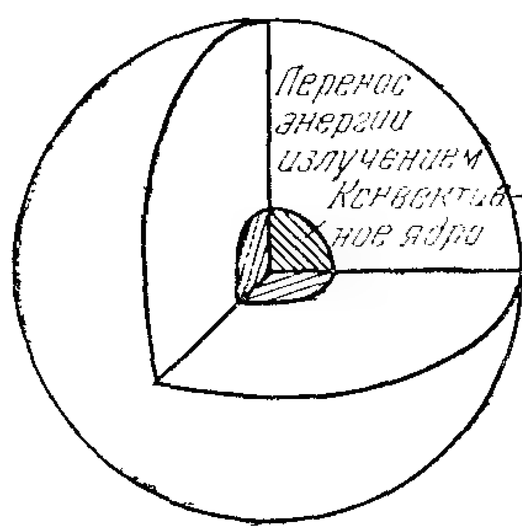


Рис. 11.1. Модель массивной звезды главной последовательности.

получиться в процессе расчетов модели, явно несоответствующие реальным звездам? В значительной степени это происходит из-за большой неуверенности в знании химического состава недр звезды, модель которой рассчитывается. Приходится при расчетах работать «методом проб и ошибок», отбрасывая такие предположения о химическом составе, которые приводят к явно несуразным результатам. Имеется и еще довольно специфическая причина расхождения между основными расчетными характеристиками модели звезды (т. е. ее массы, светимости и радиуса) и наблюдаемыми характеристиками соответствующей реальной звезды. Дело в том, что при некоторых условиях процесс переноса энергии в недрах звезды может менять свой характер. Например, перенос энергии путем лучеиспускания может смениться конвективным переносом. Это бывает по разным причинам. Так, если по мере погружения в глубину температура начинает расти довольно резко, лучеиспускание, возможности которого «ограничены», уже не в состоянии обеспечить транспортировку всей выделяющейся в недрах звезды энергии. Наступает неустойчивость, и доминирующим механизмом переноса энергии становится конвекция. Об этом речь шла уже в § 8. Поэтому в процессе вычислений, которые выполняются «шаг за шагом», следует внимательно следить и контролировать, как ведет себя механизм переноса энергии в строящейся модели звезды.

Следует также иметь в виду, что химический состав звезды, определяемый параметрами X, Y, Z (см. § 7), не останется постоянным для всей звезды, а может систематически и притом радикально *отличаться* в ее разных частях. Например, в центральной области звезды, из-за «выгорания» водорода у сравнительно старых звезд, X может быть значительно меньше, чем на периферии. Модели звезд, учитывающие это обстоятельство, носят название «неоднородных». Такие модели представляют значительный интерес, так как хорошо отражают действительность.

Приводя пример, как строится модель звезды, мы рассматривали такое построение идущим от центра к периферии. Можно и даже часто более удобно рассчитывать модель от поверхности к центру. В этом случае задаются радиус и светимость (или температура) звезды. Естественно, что по окончании расчета суммарная масса сферических слоев должна быть равна массе звезды. Неверные методы расчета могут привести к «исчерпанию» массы модели звезды задолго до того, как расчеты дойдут до центра. Автор когда-то наблюдал такой любопытный феномен в работах некоторых начинающих специалистов в области внутреннего строения звезд...

В результате большой работы, проделанной астрофизиками-теоретиками, специалистами по внутреннему строению звезд, в настоящее время имеется много моделей звезд. Эти модели охватывают звезды, занимающие различные места на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Мы сейчас обсудим основные особенности моделей, соответствующие звездному населению нашей Галактики. Прежде всего представляют интерес модели звезд главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Оказывается, что структура звезд верхней части этой последовательности (горячие массивные объекты высокой светимости) значительно отличается от структуры красных карликов, заполняющих ее

нижнюю правую часть. На рис. 11.1 наглядно представлена структура массивной горячей звезды. Эта модель была рассчитана для звезды, масса которой в 10 раз больше солнечной, радиус в 3,6 раза больше, а светимость (болометрическая) в 3000 раз превосходит светимость Солнца. Это означает, что моделируемая звезда имеет спектральный класс B0, причем температура ее поверхности около 25 000 К. Как показывают расчеты, в центральной части звезды перенос энергии осуществляется путем конвекции. Радиус конвективной зоны составляет около 25% радиуса звезды. Эта зона содержит в себе также около 25% полной массы звезды. Характерна довольно большая концентрация плотности вещества по направлению к центру. В самом центре плотность примерно в 25 раз превосходит среднюю плотность звезды и близка к 7 г/см^3. Центральная температура довольно высока — около 27 миллионов кельвинов, т. е. примерно в два раза больше, чем у Солнца. Качественно этого и следовало ожидать согласно простой формуле (6.2), хотя температура оказалась несколько ниже, чем рассчитанная по этой формуле. Модель не очень сильно зависит от принятого химического состава звезды ($X = 0{,}90$, $Y = 0{,}09$, $Z = 0{,}01$). Любопытно, в каком направлении будет меняться структура звезд такого типа, если уменьшать массу? Расчеты показывают, что при этом, во-первых, в соответствии с формулой (6.2) будет уменьшаться центральная температура, во-вторых, будут уменьшаться относительные размеры конвективного ядра. У таких звезд основным источником энергии является углеродно-азотная реакция. Как мы видели, скорость этой реакции очень сильно растет с ростом температуры (см. формулу (8.3)). Поэтому для «отвода» выделяющегося при этой реакции огромного количества энергии уже недостаточно одного лишь лучистого ее переноса. В этом случае транспортировку энергии берет на себя конвекция. Это и объясняет существование у таких звезд более или менее протяженных конвективных ядер в центральных областях. Схема на рис. 11.1 представляет структуру типичных звезд верхней части главной последовательности. На рис. 11.2 схематически представлена модель красного карлика с массой 0,6, светимостью 0,56 и радиусом 0,64 солнечного. Следовательно, речь идет о модели карликовой звезды спектрального класса K — M. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что структура такой звезды значительно отличается от структуры массивных, горячих звезд верхней части главной последовательности. Прежде всего, в центральных частях карликовых звезд уже совсем нет конвективной зоны. Наоборот, в наружных слоях таких звезд перенос энергии осуществляется преимущественно путем конвекции. В приведенной на рис. 11.2 модели конвективная зона занимает наружную часть звезды, причем там сосредоточено примерно 10% ее массы. Причина отличия в структуре звезд нижней части главной последовательности от структуры массивных горячих звезд кроется в сравнительно низкой температуре недр карликовых звезд. Из-за этого растет непрозрачность звездного вещества и перенос вырабатываемой в центре звезды энергии путем излучения становится затруднительным. На помощь приходит конвекция. Концентрация вещества к центру у карликовых звезд не так велика, как у горячих гигантов. Центральная плотность уже только в 20 раз превосходит среднюю, хотя абсолютное значение центральной плотности гораздо выше, около 60 г/см^3. В согласии с формулой (6.2) центральная температура в рассматриваемой модели карликовой звезды сравнительно низка — около 9 миллионов кельвинов. При такой температуре энергетика карликовых звезд обеспечивается только протон-протонной реакцией.

Солнце является довольно типичной звездой средней части главной последовательности. Вместе с тем модель внутреннего строения Солнца по понятным причинам представляет для нас особый интерес.

В последние годы было рассчитано несколько моделей Солнца, отличающихся численными значениями некоторых параметров расчета (прежде всего химического состава). Имеется еще одна важная особенность расчета моделей Солнца. Особенностью моделей звезд верхней и нижней частей главной последовательности, которые приведены на рис. 11.1 и 11.2, является их *однородность*. Это означает, что химический состав звезды предпо-

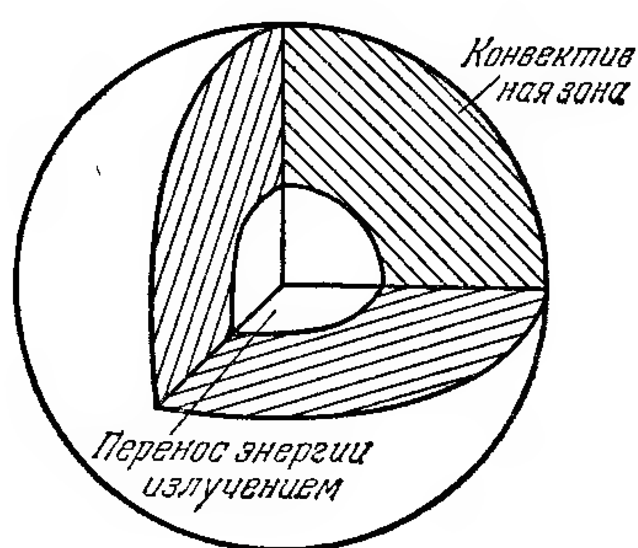


Рис. 11.2. Модель красного карлика.

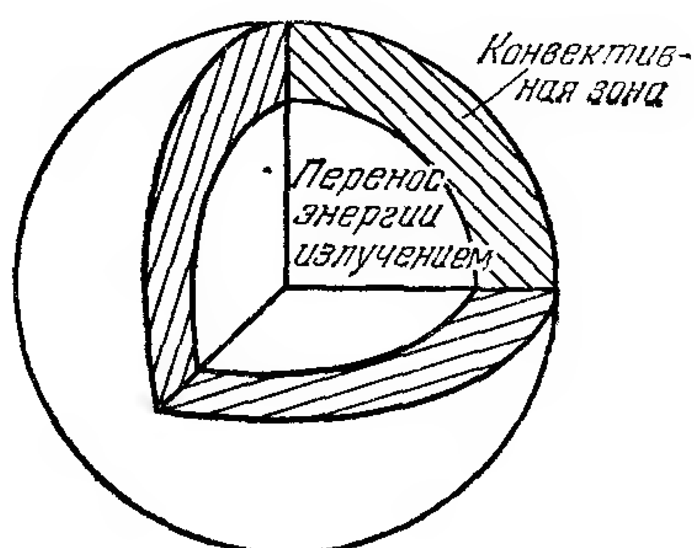


Рис. 11.3. Модель Солнца.

лагается *постоянным* во всем объеме звезды. Последнее предположение вполне естественно для карликовых звезд малой массы и сравнительно низкой светимости, время пребывания которых на главной последовательности превышает возраст Галактики. Поэтому в центральных частях этих звезд израсходована только малая часть первоначального «запаса» водородного «горючего». Что касается массивных звезд верхней части главной последовательности, то приведенная на рис. 11.1 модель относится к сравнительно молодым звездам этого типа. Иное дело Солнце. Возраст Солнца известен — около 5 миллиардов лет. За такой огромный срок уже можно ожидать некоторого уменьшения содержания водорода в центральной части нашего светила, так как заметная часть первоначального запаса водородного горючего Солнца уже израсходована— все-таки Солнце светит очень долго... Тут-то и кроется известная неопределенность в расчете модели Солнца, которая должна быть неоднородной. Какой процент солнечного водорода «выгорел» и в каком объеме? Ведь можно варьировать и объем, и процент «выгоревшего» водорода, что и делается в различных моделях. Любопытно, что центральная температура Солнца получается почти не зависящей от конкретных особенностей различных моделей. Она близка к 14 миллионам кельвинов — значению, которым мы пользовались в § 9. Это означает, что основной термоядерной реакцией в недрах Солнца является протон-протонная реакция, хотя небольшой вклад дает также углеродно-азотный цикл. Для модели, изображенной на рис. 11.3, принято, что в центральной области $X = 0{,}50$ и плавно растет до тех пор, пока на расстоянии от центра, равном 0,25 радиуса, становится равным около 75%, после чего, вплоть до самой поверхности, остается постоянным. Так же как и у красных карликов, у этой модели Солнца нет конвективного ядра, однако размеры наружной конвективной зоны значительно меньше. Заметим, что эта зона содержит всего около 2% массы Солнца. Центральная плотность Солнца довольно велика — она больше, чем у моделей звезд как верхней, так и нижней частей главной последовательности и равна 135 г/см^3, что почти в 100 раз превосходит среднюю плотность. Такая большая концентрация массы к центру естественно объясняется частичным «выгоранием» водорода в центральных областях нашего светила. В сильнейшей степени этот эффект, как мы увидим, проявляется у красных

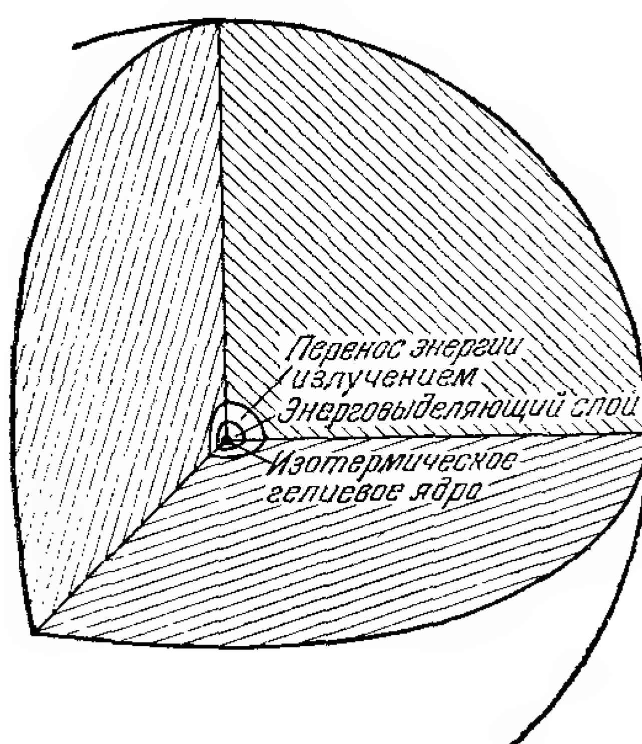


Рис. 11.4. Модель красного гиганта.

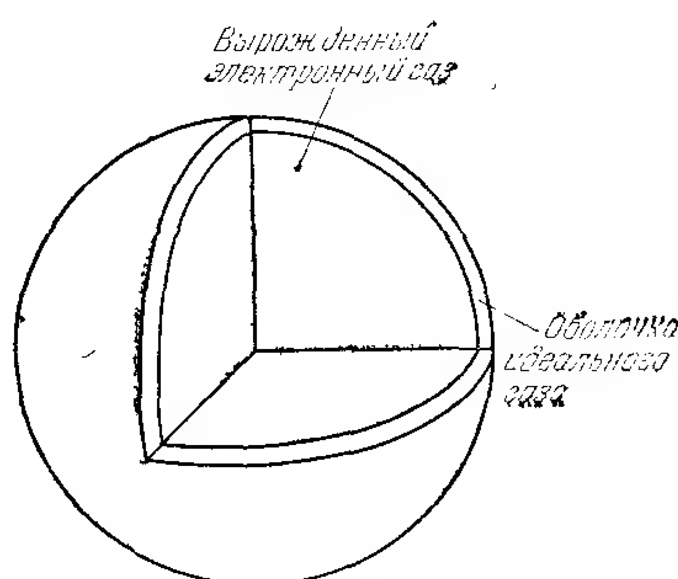


Рис. 11.5. Модель белого карлика.

гигантов. Развитие науки в нашу эпоху открыло совершенно неожиданную возможность уточнения модели Солнца, о чем уже шла речь в § 9.

Специфической особенностью субкарликов является очень низкое содержание тяжелых элементов. Об этом уже говорилось в § 1. Поэтому при расчете моделей таких звезд величина Z полагается равной нулю. Так как содержание тяжелых элементов имеет решающее значение для непрозрачности звездного вещества, то при малом Z прозрачность вещества субкарликов должна быть очень высокой, даже если температура сравнительно низка. Поэтому лучеиспускание достаточно эффективно переносит энергию и нет необходимости в развитии конвекции. Центральная температура таких звезд довольно чувствительно зависит от принятого содержания гелия, которое толком не известно.

Однако, пожалуй, самой интересной структурой обладают красные гиганты. На рис. 11.4 приведена модель довольно типичного красного гиганта, масса, радиус и светимость которого превосходят солнечные соответственно в 1,3, 21 и 225 раз.

В самой центральной части звезды-гиганта находится маленькое ядро, температура которого очень высока — 40 миллионов кельвинов. В этом ядре практически нет водорода — он уже весь «выгорел», превратившись в гелий. Вместе с тем температура там еще недостаточно высока для «тройной» гелиевой реакции (см. § 8).

Из-за отсутствия источников энергии температура в области ядра постоянна. Поэтому такое ядро называется «изотермическим». Несмотря на очень малые размеры изотермического ядра (около одной тысячной радиуса звезды), в нем содержится примерно четверть всей массы звезды. Отсюда непосредственно следует, что плотность изотермического ядра огромна — порядка $3 \cdot 10^5$ г/см^3. Это означает, что электронный газ в ядре вырожден (см. § 10). Следовательно, по своим свойствам вещество изотермического ядра красного гиганта не отличается от вещества белых карликов. Они сходны не только по средней плотности, но и по химическому составу и отсутствию ядерных реакций. Поэтому мы имеем все основания утверждать, что в центре красного гиганта находится ... белый карлик! Этот

результат имеет большое значение для проблемы происхождения белых карликов, о чем речь будет идти в следующем параграфе.

Вокруг вырожденного изотермического ядра красного гиганта имеется очень тонкая оболочка, где происходят термоядерные реакции углеродно-азотного цикла. Толщина этой оболочки намного меньше радиуса изотермического ядра. В пределах этого тонкого слоя температура вещества резко падает от 40 до 25 миллионов кельвинов. Плотность вещества в оболочке уже в несколько тысяч раз меньше, чем в центре изотермического ядра. Оболочка, в которой происходят ядерные реакции, окружена в свою очередь сравнительно небольшой толщины (около 10% радиуса звезды) слоем, где выделяющаяся в описанном выше слое энергия переносится путем лучеиспускания. Основная же часть наружных слоев красного гиганта, содержащая почти 70% его массы и начинающаяся приблизительно на расстоянии 0,1 его радиуса от центра, находится в состоянии конвекции. Причина образования столь протяженной конвективной зоны — большая непрозрачность вещества — та же, что и у красных карликов. Таким образом, структура красных гигантов отличается крайней неоднородностью.

В противоположность очень сложной структуре красных гигантов структура белых карликов отличается большой простотой. Об этой структуре речь уже шла в § 10. В двух словах: белый карлик— это очень плотный газовый шар, электроны которого вырождены, окруженный сравнительно тонкой оболочкой, из «обычного» газа (рис. 11.5). Парадоксальность ситуации, однако, состоит в том, что, казалось бы столь различные объекты, как красные гиганты и белые карлики, генетически связаны между собой. Об этом речь будет идти в § 13.

§ 12. Эволюция звезд

Как уже подчеркивалось в § 6, подавляющее большинство звезд меняет свои основные характеристики (светимость, радиус) очень медленно. В каждый данный момент их можно рассматривать как находящиеся в состоянии равновесия — обстоятельство, которым мы широко пользовались для выяснения природы звездных недр. Но медленность изменений — это еще не означает отсутствие их. Все дело в *сроках* эволюции, которая для звезд должна быть совершенно неизбежной. В самом общем виде задача об эволюции какой-нибудь звезды может быть поставлена следующим образом. Допустим, что имеется звезда с данной массой и радиусом. Кроме того, известен ее первоначальный химический состав, который будем считать постоянным по всему объему звезды. Тогда ее светимость следует из расчета модели звезды. В процессе эволюции химический состав звезды неизбежно должен меняться, так как из-за поддерживающих ее светимость термоядерных реакций содержание водорода необратимо уменьшается со временем. Кроме того, химический состав звезды перестанет быть однородным. Если в ее центральной части процентное содержание водорода заметно уменьшится, то на периферии оно останется практически неизменным. Но это означает, что по мере эволюции звезды, связанной с «выгоранием» ее ядерного горючего, должна меняться сама модель звезды, а следовательно, ее структура. Следует ожидать изменения светимости, радиуса, поверхностной температуры. Как следствие таких серьезных изменений, звезда постепенно будет менять свое место на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Следует себе представить, что она на данной диаграмме опишет некую траекторию или, как принято говорить, «трек».

Проблема эволюции звезд, несомненно, принадлежит к числу фундаментальнейших проблем астрономии. По существу, вопрос заключается в том, как рождаются, живут, «стареют» и умирают звезды. Именно этой проблеме посвящена настоящая книга. Эта проблема по самой своей сущности является *комплексной*. Она решается целеустремленными исследованиями представителей разных отраслей астрономии — наблюдателей и теоретиков. Ведь изучая звезды, никак нельзя сразу сказать, какие из них находятся в генетическом родстве. Вообще эта проблема оказалась очень трудной и несколько десятилетий совершенно не поддавалась решению. Более того, вплоть до сравнительно недавнего времени усилия исследователей зачастую шли в совершенно ложном направлении. Так, например, само наличие главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга — Рессела «вдохновило» многих наивных исследователей на представление, что звезды эволюционируют вдоль этой диаграммы от горячих голубых гигантов до красных карликов. Но так как существует соотношение «масса — светимость», согласно которому масса звезд, расположенных *вдоль* главной последовательности, должна непрерывно убывать, упомянутые исследователи упорно считали, что эволюция звезд в указанном направлении должна сопровождаться непрерывной и притом весьма значительной потерей их массы.

Все это оказалось неверным. Постепенно вопрос о путях эволюции звезд прояснился, хотя отдельные детали проблемы все еще далеки от решения. Особая заслуга в понимании процесса эволюции звезд принадлежит астрофизикам-теоретикам, специалистам по внутреннему строению звезд и прежде всего американскому ученому М. Шварцшильду и его школе.

Ранний этап эволюции звезд, связанный с процессом их конденсации из межзвездной среды, был рассмотрен в конце первой части этой книги. Там, собственно говоря, речь шла даже не о звездах, а о *протозвездах*. Последние, непрерывно сжимаясь под действием силы тяжести, становятся все более компактными объектами. Температура их недр при этом непрерывно растет (см. формулу (6.2)), пока не станет порядка нескольких миллионов кельвинов. При такой температуре в центральных областях протозвезд «включаются» первые термоядерные реакции на легких ядрах (дейтерий, литий, бериллий, бор), у которых «кулоновский барьер» сравнительно низок. Когда пойдут эти реакции, сжатие протозвезды замедлится. Однако довольно быстро легкие ядра «выгорят», так как их обилие невелико, и сжатие протозвезды будет продолжаться почти с прежней скоростью (см. уравнение (3.6) в первой части книги), протозвезда «стабилизуется», т. е. перестанет сжиматься, только после того как температура в ее центральной части поднимется настолько, что «включатся» протон-протонная или углеродно-азотная реакции. Она примет равновесную конфигурацию под действием сил собственной гравитации и перепада газового давления, которые практически точно скомпенсируют друг друга (см. § 6). Собственно говоря, с этого момента протозвезда и становится звездой. Молодая звезда «садится» на свое место где-то на главной последовательности. Точное ее место на главной последовательности определяется значением первоначальной массы протозвезды. Массивные протозвезды «садятся» на верхнюю часть этой последовательности, протозвезды со сравнительно небольшой массой (меньше солнечной) «садятся» на ее нижнюю часть. Таким образом, протозвезды непрерывно «входят» в главную последовательность на всем ее протяжении, так сказать, «широким фронтом».

«Протозвездная» стадия эволюции звезд довольно быстротечна. Самые массивные звезды проходят эту стадию всего лишь за несколько сотен тысяч лет. Неудивительно поэтому, что число таких звезд в Галактике невелико. Поэтому не так-то просто их наблюдать, особенно если учесть, что места, где происходит процесс звездообразования, как правило, погружены в поглощающие свет пылевые облака. Зато после того как они «пропишутся на своей постоянной площади» на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга — Рессела, ситуация резко изменится. В течение весьма длительного времени они будут находиться на этой части диаграммы, почти не меняя своих свойств. Поэтому основная часть звезд наблюдается на указанной последовательности.

Структура моделей звезды, когда она еще сравнительно недавно «села» на главную последовательность, определяется моделью, вычисленной в предположении, что ее химический состав одинаков во всем объеме («однородная модель»; см. рис. 11.1, 11.2). По мере «выгорания» водорода состояние звезды будет очень медленно, но неуклонно меняться, вследствие чего изображающая звезду точка будет описывать некоторый «трек» на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Характер изменения состояния звезды существенным образом зависит от того, перемешивается ли вещество в ее недрах или нет. Во втором случае, как мы видели для некоторых моделей в предыдущем параграфе, в центральной области звезды обилие водорода становится из-за ядерных реакций заметно меньшим, чем на периферии. Такая звезда может описываться только неоднородной моделью. Но возможен и другой путь звездной эволюции: перемешивание происходит во всем объеме звезды, которая по этой причине всегда сохраняет «однородный» химический состав, хотя содержание водорода со временем будет непрерывно уменьшаться. Заранее сказать, какая из этих возможностей реализуется в природе, было невозможно. Конечно, в конвективных зонах звезд всегда идет интенсивный процесс перемешивания вещества и в пределах этих зон химический состав должен быть постоянен. Но и для тех областей звезд, где доминирует перенос энергии путем лучеиспускания, перемешивание вещества также вполне возможно. Ведь никогда нельзя исключить систематических довольно медленных движений больших масс вещества с небольшими скоростями, которые приведут к перемешиванию. Такие движения могут возникнуть из-за некоторых особенностей вращения звезды.

Вычисленные модели какой-нибудь звезды, у которой при постоянной массе систематически меняется как химический состав, так и мера неоднородности, образуют так называемую «эволюционную последовательность». Нанося на диаграмму Герцшпрунга — Рессела точки, соответствующие разным моделям эволюционной последовательности звезды, можно получить ее теоретический трек на этой диаграмме. Оказывается, что если бы эволюция звезды сопровождалась полным перемешиванием ее вещества, треки были бы направлены от главной последовательности *влево.* Наоборот, теоретические эволюционные треки для неоднородных моделей (т. е. при отсутствии полного перемешивания) всегда уводят звезду *направо* от главной последовательности. Какой же из двух теоретически вычисленных путей звездной эволюции правильный? Как известно, критерий истины есть практика. В астрономии практика,— это результаты наблюдений. Посмотрим на диаграмму Герцшпрунга — Рессела для звездных скоплений, изображенную на рис. 1.6, 1.7 и 1.8. Мы там не найдем звезд, расположенных вверху и *слева* от главной последовательности. Зато имеется очень много звезд *справа* от нее — это красные гиганты и субгиганты. Следовательно, такие звезды мы можем рассматривать как покидающие главную последовательность в процессе своей эволюции, не сопровождающейся полным перемешиванием вещества в их недрах. Объяснение природы красных гигантов — одно из крупнейших достижений теории эволюции звезд[1]. Сам по себе факт существования красных гигантов означает, что эволюция звезд, как правило, не сопровождается перемешиванием вещества во всем их объеме. Расчеты показывают, что по мере эволюции звезды размеры и масса ее конвективного ядра непрерывно уменьшаются[2].

Очевидно, что сама по себе эволюционная последовательность моделей звезды еще ничего не говорит о *темпах* звездной эволюции. Временная шкала эволюции может быть получена из анализа изменения химического состава у разных членов эволюционной последовательности моделей звезды. Можно определить некоторое среднее содержание водорода в звезде, «взвешенное» по ее объему. Обозначим это среднее содержание через X. Тогда, очевидно, изменение со временем величины X определяет светимость звезды, так как она пропорциональна количеству термоядерной энергии, выделившейся в звезде за одну секунду. Поэтому можно написать:

$$L = -\alpha M \left(\frac{dX}{dt}\right), \tag{12.1}$$

где α — количество энергии, выделяющейся при ядерном превращении одного грамма вещества, символ $\frac{dX}{dt}$ означает изменение величины X за одну секунду. Мы можем определить возраст звезды как промежуток времени, прошедший с того момента, когда она «села» на главную последовательность, т. е. в ее недрах начались ядерные водородные реакции. Если для разных членов эволюционной последовательности известны величина светимости и среднее содержание водорода X, то не представляет труда из уравнения (12.1) найти возраст какой-нибудь определенной модели звезды на ее эволюционной последовательности. Тот, кто знает основы высшей математики, поймет, что из уравнения (12.1), являющегося простым дифференциальным уравнением, возраст звезды τ определяется как интеграл

$$\tau = \int_{X}^{X_0} \frac{\alpha M}{L} dX, \tag{12.2}$$

[1]Некоторая часть красных гигантов у молодых звездных скоплений может быть протозвездами, находящимися в стадии сжатия и движущимися к главной последовательности. Однако, в принципе, их можно отличить от «настоящих» красных гигантов, являющихся более или менее «старыми» звездами (см. § 5).

[2]Мысль о том, что красные гиганты образуются из звезд главной последовательности после выгорания ядерного горючего в недрах последних, впервые была высказана Э. Эпиком еще в 1938 г.

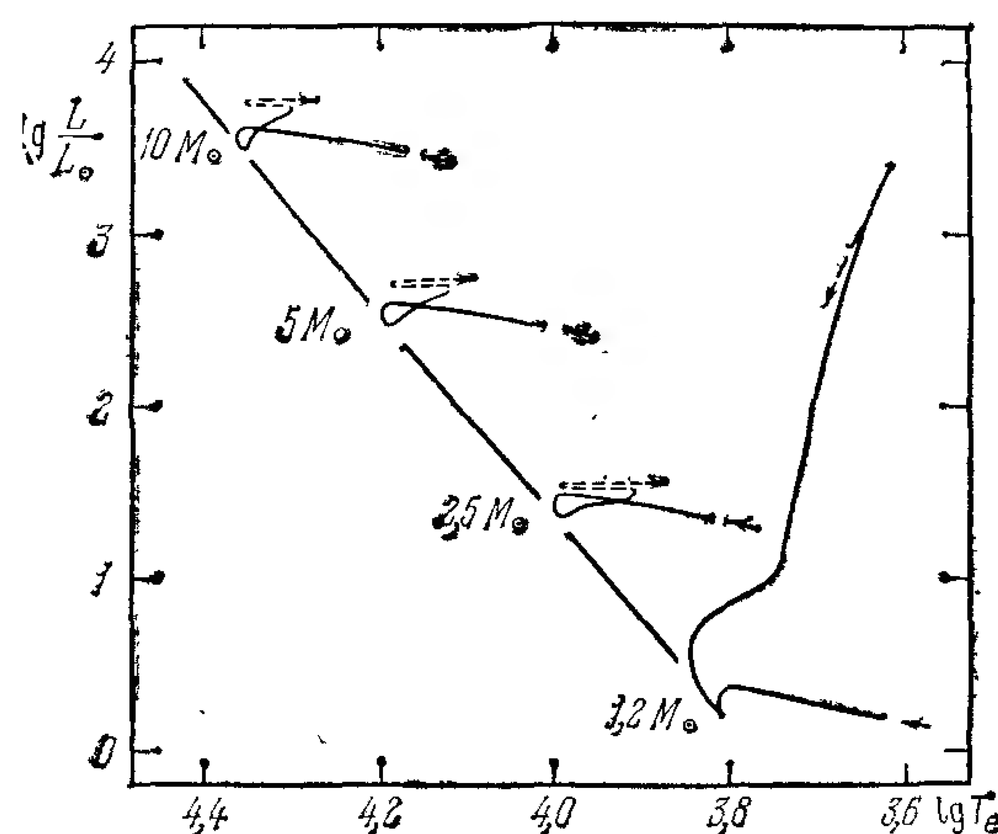


Рис. 12.1. Теоретические эволюционные треки массивных звезд.

где X_0 — начальное обилие водорода в звезде, когда она только «села» на главную последовательность. Для незнакомых с высшей математикой читателей можно написать упрощенное выражение для промежутка времени, прошедшего между двумя состояниями . звезды с разными, хотя и мало отличающимися значениями X:

$$\tau_{12} \approx \frac{\alpha M(X_1 - X_2)}{L}. \tag{12.3}$$

Суммируя промежутки времени τ_{12}, мы, очевидно, получим интервал времени τ, прошедший от начала эволюции звезды. Именно это обстоятельство и выражает формула (12.2).

На рис. 12.1 приведены теоретически рассчитанные эволюционные треки для сравнительно массивных звезд. Начинают они свою эволюцию на нижней кромке главной последовательности. По мере выгорания водорода такие звезды перемещаются по своим трекам в общем направлении *поперек* главной последовательности, не выходя за ее пределы (т. е. оставаясь в пределах ее ширины). Этот этап эволюции, связанный с пребыванием звезд на главной последовательности, является самым длительным. Когда содержание водорода в ядре такой звезды станет близким к 1%, темпы эволюции ускорятся. Для поддержания энерговыделения на необходимом уровне при резко уменьшившемся содержании водородного «топлива» необходимо в качестве «компенсации» увеличение температуры ядра. И здесь, как и во многих других случаях, звезда сама регулирует свою структуру (см. § 6). Увеличение температуры ядра достигается путем *сжатия* звезды как целого. По этой причине эволюционные треки круто поворачивают налево, т. е. температура поверхности звезды возрастает. Очень скоро, однако, сжатие звезды прекращается, так как весь водород в ядре выгорает. Зато «включается» новая область ядерных реакций — тонкая оболочка вокруг уже «мертвого» (хотя и очень горячего) ядра. По мере дальнейшей эволюции звезды эта оболочка все дальше и дальше отходит от центра звезды, тем самым увеличивая массу «выгоревшего» гелиевого ядра. Одновременно будет происходить процесс сжатия этого ядра и его разогрев. Однако при этом наружные слои такой звезды начинают быстро и очень сильно «разбухать». Это означает, что при мало изменяющемся потоке поверхностная температура значительно уменьшается. Ее эволюционный трек круто поворачивает направо и звезда приобретает все признаки красного сверхгиганта. Так как к такому состоянию звезда после прекращения сжатия приближается довольно быстро, почти нет звезд, заполняющих на диаграмме Герцшпрунга — Рессела разрыв между главной последовательностью и ветвью гигантов и сверхгигантов. Это хорошо видно на таких диаграммах, построенных для открытых скоплений (см. рис. 1.8). Дальнейшая судьба красных сверхгигантов еще недостаточно хорошо изучена. К этому важному вопросу мы вернемся в следующем параграфе. Разогрев ядра может происходить вплоть до

очень высоких температур, порядка сотни миллионов кельвинов. При таких температурах «включается» тройная гелиевая реакция (см. § 8). Выделяющаяся при этой реакции энергия останавливает дальнейшее сжатие ядра. После этого ядро слегка расширится, а радиус звезды уменьшится. Звезда станет горячее и сдвинется влево на диаграмме Герцшпрунга — Рессела.

Несколько иначе протекает эволюция у звезд с меньшей массой, например, $M \sim 1{,}1 \div 1{,}5M_\odot$. Заметим, что эволюцию звезд, масса которых меньше массы Солнца, вообще нецелесообразно рассматривать, так как время пребывания их в пределах главной последовательности превышает возраст Галактики. Это обстоятельство делает проблему эволюции звезд с малой массой «неинтересной» или, лучше сказать, «не актуальной». Заметим только, что звезды с малой массой (меньше чем $\sim 0{,}3$ солнечной) остаются полностью «конвективными» даже тогда, когда они находятся на главной последовательности. «Лучистое» ядро у них так никогда и не образуется. Эта тенденция хорошо видна в случае эволюции протозвезд (см. § 5). Если масса последних сравнительно велика, лучистое ядро образуется еще до того, как протозвезда «сядет» на главную последовательность. А маломассивные объекты как на протозвездной, так и на звездной стадии остаются полностью конвективными. У таких звезд температура в центре недостаточно велика для того, чтобы протон-протонный цикл полностью работал. Он обрывается на образовании изотопа ^{3}He, а «нормальный» ^{4}He уже не синтезируется. За 10 миллиардов лет (что близко к возрасту старейших звезд этого типа) в ^{3}He превратится около 1% водорода. Следовательно, можно ожидать, что обилие ^{3}He по отношению к ^{1}H будет аномально велико — около 3%. К сожалению, пока нет возможности проверить это предсказание теории наблюдениями. Звезды с такой малой массой — это красные карлики, температура поверхности которых совершенно недостаточна для возбуждения линий гелия в оптической области. В принципе, однако, в далекой ультрафиолетовой части спектра резонансные линии поглощения могли бы наблюдаться методами ракетной астрономии. Однако чрезвычайная слабость непрерывного спектра исключает даже эту проблематичную возможность. Следует, однако, заметить, что существенная, если не бóльшая часть красных карликов представляет собой *вспыхивающие* звезды типа UV Кита (см. § 1). Сам феномен быстро повторяющихся вспышек у таких карликовых холодных звезд несомненно связан с конвекцией, которой охвачен весь их объем. Во время вспышек наблюдаются линии излучения. Может быть, удастся наблюдать и линии ^{3}He у таких звезд? Если масса протозвезды меньше чем $0{,}08M_\odot$, то температура в ее недрах настолько мала, что никакие термоядерные реакции уже не могут остановить сжатие на стадии главной последовательности. Такие звезды будут непрерывно сжиматься, пока не станут белыми карликами (точнее, вырожденными красными карликами). Вернемся, однако, к эволюции более массивных звезд.

На рис. 12.2 приведен эволюционный трек звезды с массой, равной $5M_\odot$ согласно наиболее детальным расчетам, выполненным с помощью ЭВМ. На этом треке цифрами отмечены характерные этапы эволюции звезды. В пояснениях к рисунку указаны сроки прохождения каждого этапа эволюции. Укажем здесь только, что участку эволюционного трека 1—2 соответствует главная последовательность, участку 6—7 — стадия красного гиганта. Интересно уменьшение светимости на участке 5—6, связанное с затратой энергии на «разбухание» звезды. На рис. 12.3 аналогичные теоретически рассчитанные треки приведены для звезд разной массы. Цифры, отмечающие различные фазы эволюции, имеют тот же смысл, что и на рис. 12.2.

Из простого рассмотрения эволюционных треков, изображенных на рис. 12.3, следует, что более или менее массивные звезды довольно «извилистым» путем уходят с главной последовательности, образуя ветвь гигантов на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Характерен очень быстрый рост светимости звезд с меньшей массой по мере их эволюции в направлении красных гигантов. Разница в эволюции таких звезд по сравнению с более массивными состоит в том, что у первых образуется очень плотное, вырожденное ядро. Та-

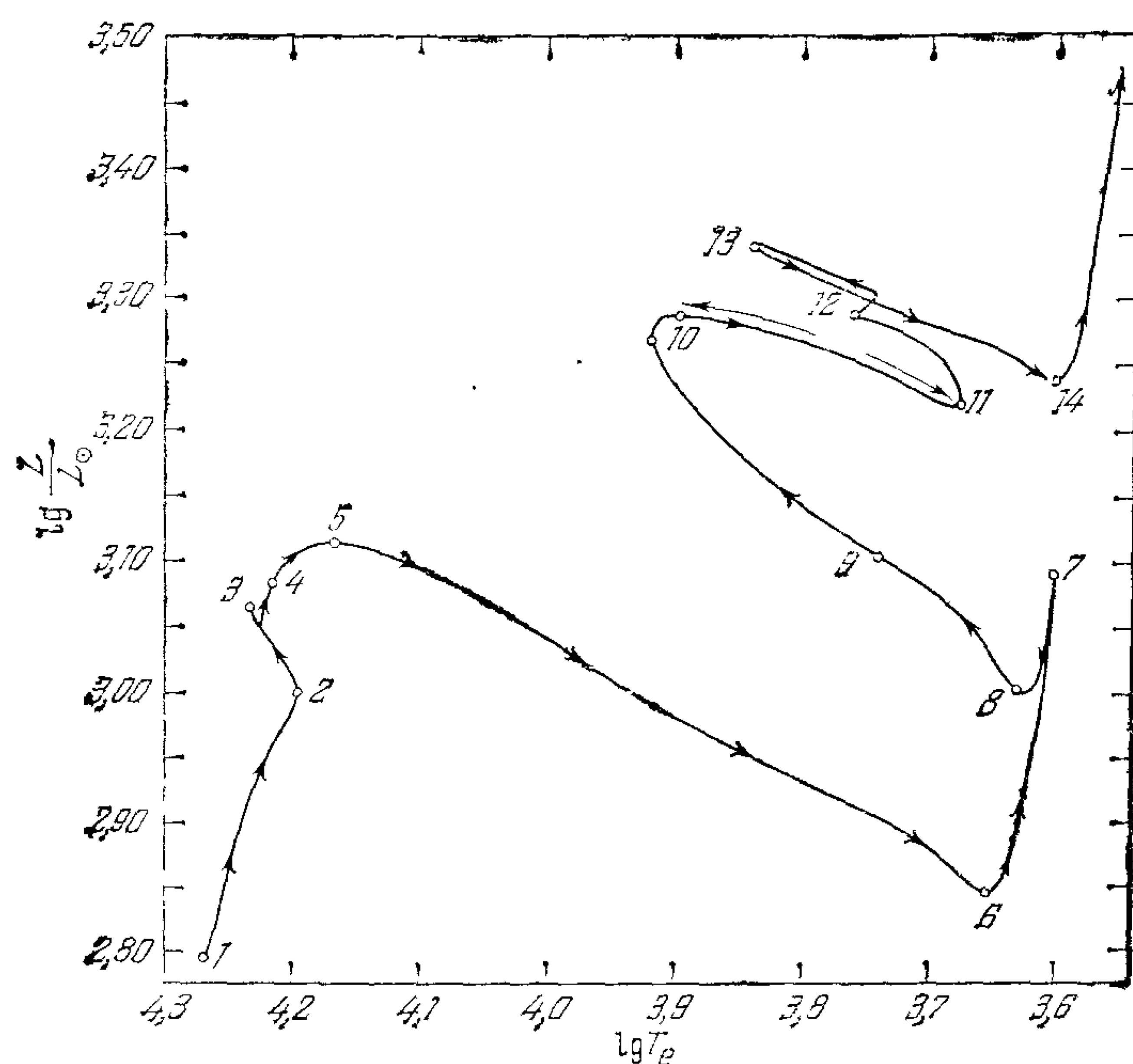


Рис. 12.2. Эволюционный трек звезды с массой $5M_\odot$, (1—2) — горение водорода в конвективном ядре, $6{,}44 \cdot 10^7$ лет; (2—3) — общее сжатие звезды, $2{,}2 \cdot 10^6$ лет; (3—4) — возгорание водорода в слоистом источнике, $1{,}4 \cdot 10^5$ лет; (4—5) — горение водорода в толстом слое, $1{,}2 \cdot 10^6$ лет; (5—6) — расширение конвективной оболочки, $8 \cdot 10^5$ лет; (6—7) — фаза красного гиганта, $5 \cdot 10^5$ лет; (7—8) — возгорание гелия в ядре, $6 \cdot 10^6$ лет; (8—9) — исчезновение конвективной оболочки, 10^6 лет; (9—10) — горение гелия в ядре, $9 \cdot 10^6$ лет; (10—11) — вторичное расширение конвективной оболочки, 10^6 лет; (11—12) — сжатие ядра по мере выгорания гелия; (12—13—14) — слоистый гелиевый источник; (14—?) — нейтринные потери, красный сверхгигант.

кое ядро, из-за большого давления вырожденного газа (см. § 10), способно «удерживать» вес лежащих выше слоев звезды. Оно почти не будет сжиматься, а следовательно, сильно нагреваться. Поэтому «тройная» гелиевая реакция если и включится, то гораздо позже. За исключением физических условий, в области около центра структура таких звезд будет похожа на структуру более массивных. Следовательно, их эволюция после выгорания водорода в центральной области также будет сопровождаться «разбуханием» наружной оболочки, что приведет их треки в область красных гигантов. Однако в отличие от более массивных сверхгигантов, их ядра будут состоять из весьма плотного вырожденного газа (см. схему на рис. 11.4).

Пожалуй, наиболее выдающимся достижением развитой в этом параграфе теории звездной эволюции является объяснение ею всех особенностей диаграммы Герцшпрунга — Рессела для скоплений звезд. Описание этих диаграмм было уже дано в § 1. Как уже говорилось в указанном параграфе, возраст всех звезд в данном скоплении следует считать одинаковым. Так же одинаковым должен быть первоначальный химический состав этих звезд. Ведь все они образовались из одного и того же (правда, достаточно крупного) агрегата межзвездной среды — газово-пылевого комплекса. Различные звездные скопления должны отличаться друг от друга прежде всего возрастом и, кроме того, первоначальный химический состав шаровых скоплений должен резко отличаться от состава рассеянных скоплений.

Линии, вдоль которых на диаграмме Герцшпрунга — Рессела располагаются звезды скоплений, никоим образом не означают их эволюционные треки. Эти линии суть геометрическое место точек на указанной диаграмме, где звезды с различными массами имеют

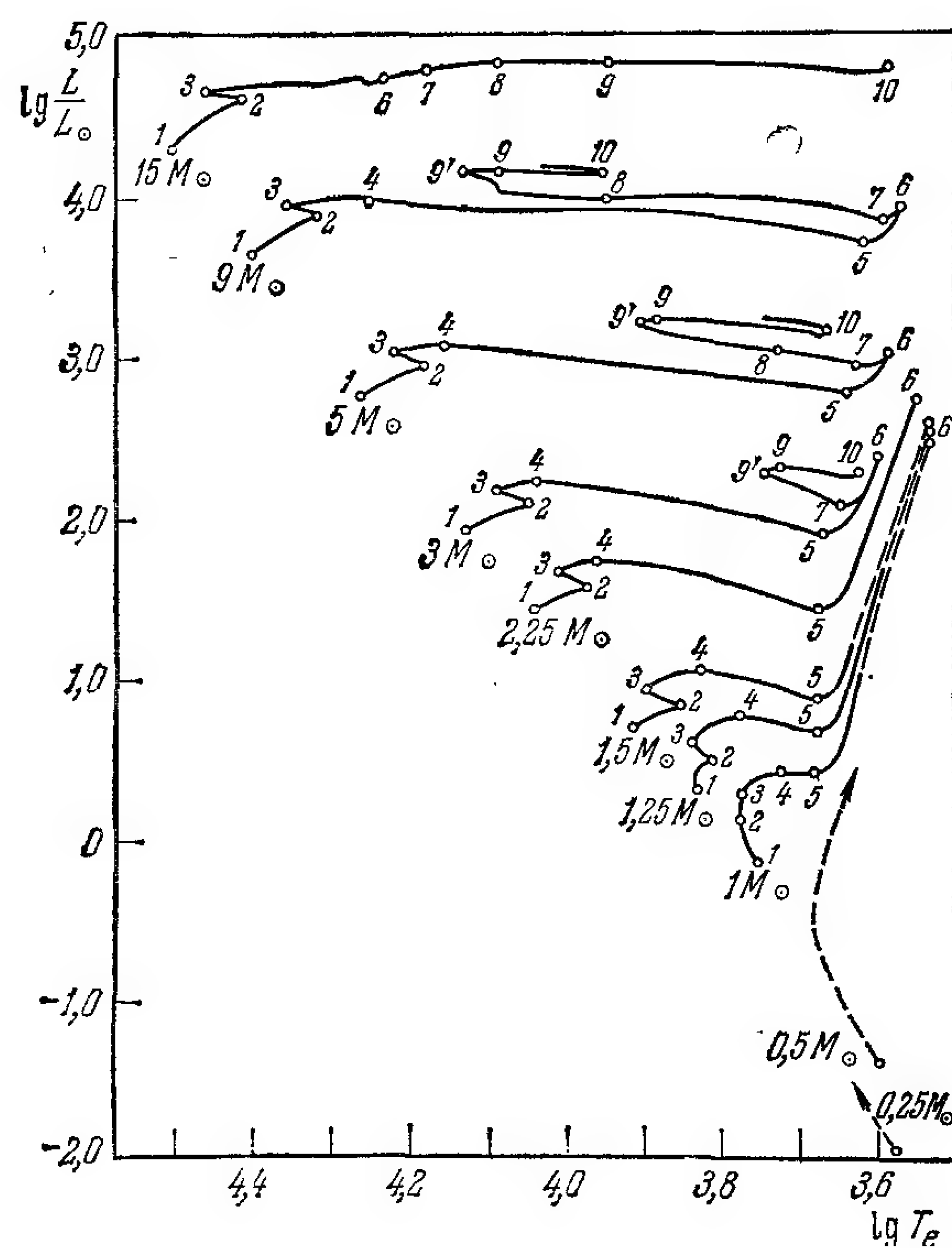


Рис. 12.3. Эволюционные треки звезд разной массы. Числа означают те же фазы эволюции, что и на рис. 12.2.

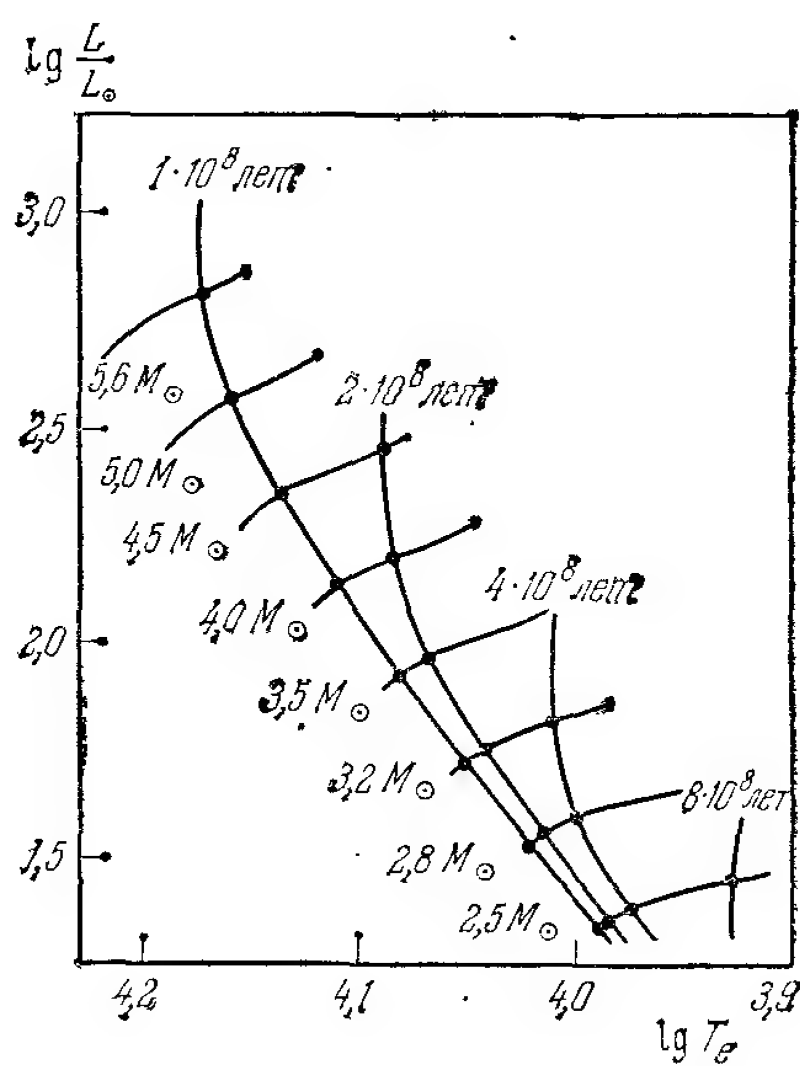


Рис. 12.4. Эволюционные треки звезд, «привязанные» ко времени.

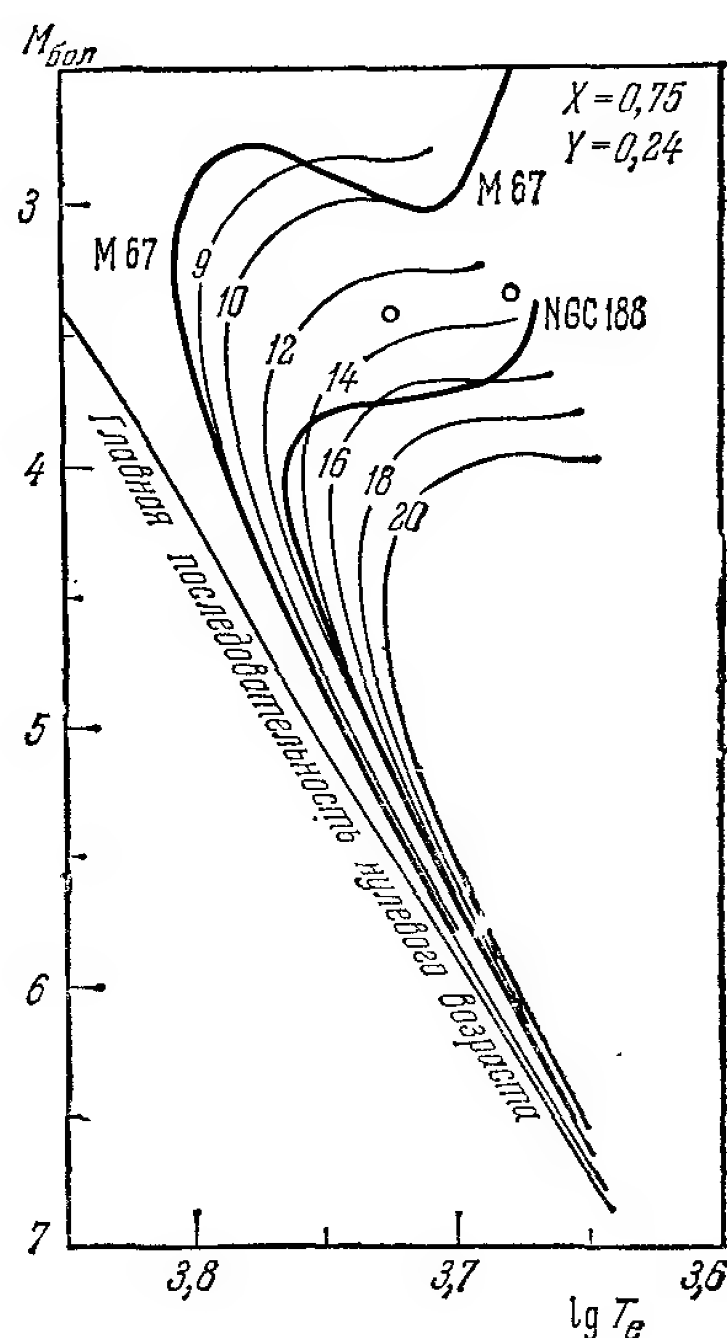


Рис. 12.5. Теоретическая диаграмма Герцшпрунга — Рессела для звездных скоплений.

одинаковый возраст. Если мы хотим сравнить теорию звездной эволюции с результатами наблюдений, прежде всего следует построить теоретически «линии одинакового возраста» для звезд с различными массами и одинаковым химическим составом. Возраст звезды на различных этапах ее эволюции можно определить, воспользовавшись формулой (12.3). При этом необходимо пользоваться теоретическими треками звездной эволюции типа тех, которые изображены на рис. 12.3. На рис. 12.4 приведены результаты вычислений для восьми звезд, массы которых меняются в пределах от 5,6 до 2,5 солнечной массы. На эволюционных треках каждой из этих звезд отмечены точками положения, которые соответствующие звезды займут через сто, двести, четыреста и восемьсот миллионов лет своей эволюции от первоначального состояния на нижней кромке главной последовательности. Кривые, проходящие через соответствующие точки для различных звезд, и есть «кривые одинакового возраста». В нашем случае расчеты велись для достаточно массивных звезд. Рассчитанные промежутки времени их эволюции охватывают по крайней мере 75% срока их «активной жизни», когда они излучают вырабатываемую в их недрах термоядерную энергию. Для самых массивных звезд эволюция доходит до стадии вторичного сжатия, наступающего после полного выгорания водорода в их центральных частях.

Если сравнить полученную теоретическую кривую равного возраста с диаграммой Герцшпрунга — Рессела для молодых звездных скоплений (см. рис. 12.5, а также 1.6), то невольно бросается в глаза ее поразительное сходство с основной линией этого скопления. В полном соответствии с главным положением теории эволюции, согласно которому более массивные звезды быстрее уходят с главной последовательности, диаграмма на рис. 12.5 ясно указывает, что верхняя часть этой последовательности звезд в скоплении *загибается вправо.* Место главной последовательности, где звезды начинают заметно от нее отклоняться, находится тем «ниже», чем больше возраст скопления. Уже одно это обстоятельство позволяет непосредственно сравнивать возраст различных звездных скоплений. У старых скоплений главная последовательность обрывается сверху где-то около спектрального класса A. У молодых скоплений пока еще «цела» вся главная последовательность, вплоть до горячих массивных звезд спектрального класса B. Например, такая ситуация видна на диаграмме для скопления NGC 2264 (рис. 1.6). И действительно, вы-

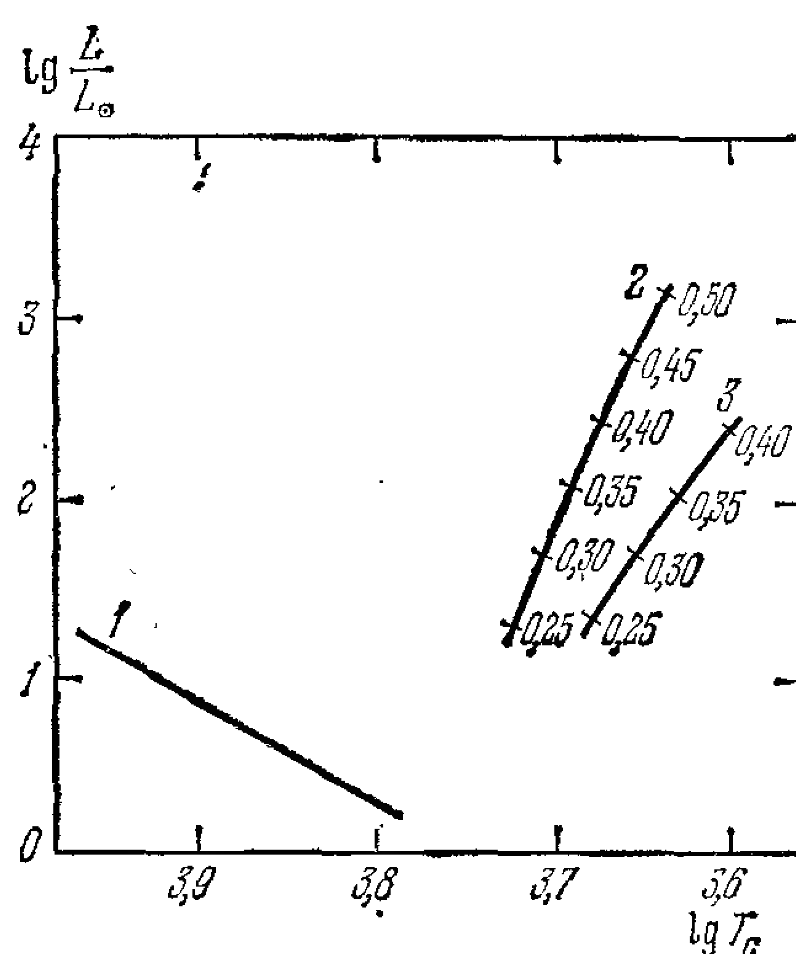


Рис. 12.6. Теоретические треки звезды с $M = 1{,}2M_{\odot}$ с разным содержанием тяжелых элементов, 1 — главная последовательность, 2 — звездное население II типа, 3 — население I типа.

численная для этого скопления линия одинакового возраста Дает срок его эволюции всего лишь в 10 миллионов лет. Таким образом, это скопление родилось «на памяти» древних предков человека — рамапитеков... Значительно более старое скопление звезд — Плеяды, диаграмма которого изображена на рис. 1.4, имеет вполне «средний» возраст около 100 миллионов лет. Там еще сохранились звезды спектрального класса B7. А вот скопление в Гиадах (см. рис. 1.5) довольно старенькое — его возраст около одного миллиарда лет, и поэтому главная последовательность начинается только со звезд класса A.

Теория эволюции звезд объясняет еще одну любопытную особенность диаграммы Герцшпрунга — Рессела для «молодых» скоплений. Дело в том, что сроки эволюции для маломассивных карликовых звезд очень велики. Например, многие из них за 10 миллионов лет (срок эволюции скопления NGC 2264) еще не прошли стадию гравитационного сжатия и, строго говоря, являются даже не звездами, а протозвездами. Такие объекты, как мы знаем, располагаются *справа* от диаграммы Герцшпрунга — Рессела (см. рис. 5.2, где эволюционные треки звезд начинаются на ранней стадии гравитационного сжатия). Если поэтому у молодого скопления карликовые звезды еще «не сели» на главную последовательность, нижняя часть последней будет у такого скопления *смещена* вправо, что и наблюдается (см. рис. 1.6). Наше Солнце, как мы уже говорили выше, несмотря на то, что оно уже «исчерпало» заметную часть своих «водородных ресурсов», еще не вышло из полосы главной последовательности диаграммы Герцшпрунга — Рессела, хотя оно и эволюционирует около 5 миллиардов лет. Расчеты показывают, что «молодое», недавно «севшее» на главную последовательность Солнце излучало на 40% меньше, чем сейчас, причем его радиус был всего лишь на 4% меньше современного, а температура поверхности равнялась 5200 K (сейчас 5700 K).

Теория эволюции непринужденно объясняет особенности диаграммы Герцшпрунга — Рессела для шаровых скоплений. Прежде всего это очень старые объекты. Их возраст лишь ненамного меньше возраста Галактики. Это ясно следует из почти полного отсутствия на этих диаграммах звезд верхней части главной последовательности. Нижняя часть главной последовательности, как уже говорилось в § 1, состоит из субкарликов. Из спектроскопических наблюдений известно, что субкарлики очень бедны тяжелыми элементами — их там может быть в десятки раз меньше, чем у «обычных» карликов. Поэтому первоначальный химический состав шаровых скоплений существенно отличался от состава вещества, из которого образовались рассеянные скопления: там было слишком мало

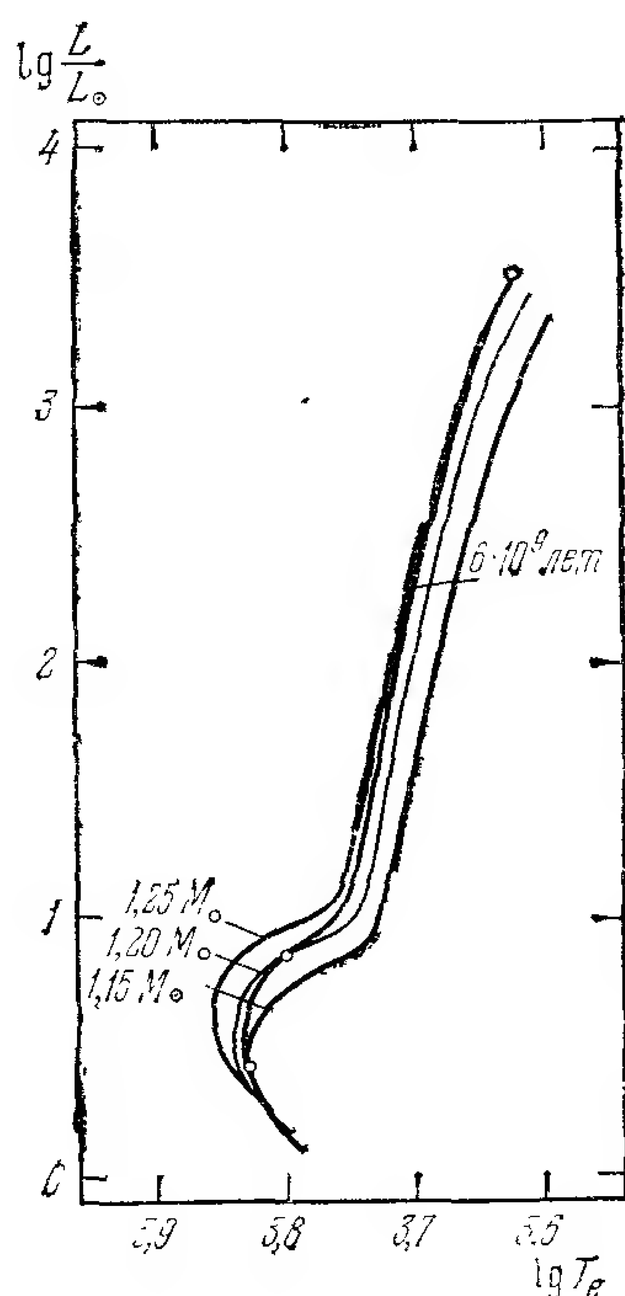


Рис. 12.7. Теоретические треки звезд малой массы с небольшим обилием тяжелых элементов.

тяжелых элементов. На рис. 12.6 представлены теоретические эволюционные треки звезд с массой 1,2 солнечной (это близко к массе звезды, которая успела проэволюционировать за 6 миллиардов лет), но с разным первоначальным химическим составом. Отчетливо видно, что после того как звезда «сошла» с главной последовательности, светимость для одинаковых фаз эволюции при малом содержании металлов будет значительно выше. Одновременно эффективные температуры поверхности у таких звезд будут выше.

На рис. 12.7 показаны эволюционные треки маломассивных звезд с малым содержанием тяжелых элементов. На этих кривых точками указаны положения звезд после шести миллиардов лет эволюции. Соединяющая эти точки более жирная линия, очевидно, есть линия одинакового возраста. Если сравнить эту линию с диаграммой Герцшпрунга — Рессела для шарового скопления M 3 (см. рис. 1.8), то сразу же бросается в глаза полное совпадение этой линии с линией, по которой «уходят» с главной последовательности звезды этого скопления.

На приведенной на рис. 1.8 диаграмме видна также горизонтальная ветвь, отклоняющаяся от последовательности гигантов налево. По-видимому, она соответствует звездам, в недрах которых идет «тройная» гелиевая реакция (см. § 8). Таким образом, теория эволюции звезд объясняет все особенности диаграммы Герцшпрунга — Рессела для шаровых скоплений их «древним возрастам» и малым обилием тяжелых элементов[1].

Очень любопытно, что у скопления в Гиадах наблюдается несколько белых карликов, а в Плеядах — нет. Оба скопления сравнительно близки к нам, поэтому различными «условиями видимости» это интересное различие между двумя скоплениями объяснить нельзя. Но мы уже знаем, что белые карлики образуются на заключительной стадии красных гигантов, массы которых сравнительно невелики. Поэтому для полной эволюции такого гиганта необходимо немалое время — по крайней мере миллиард лет. Это время «прошло» у скопления в Гиадах, но «еще не наступило» в Плеядах. Именно поэтому в первом скоплении есть уже некоторое количество белых карликов, а во втором — нет.

[1]Следует, однако, иметь в виду, что содержание тяжелых элементов у разных шаровых скоплений меняется в довольно широких пределах. Более того, даже у одного скопления разные звезды иногда имеют разные Z. Действительность всегда богаче любой схемы.

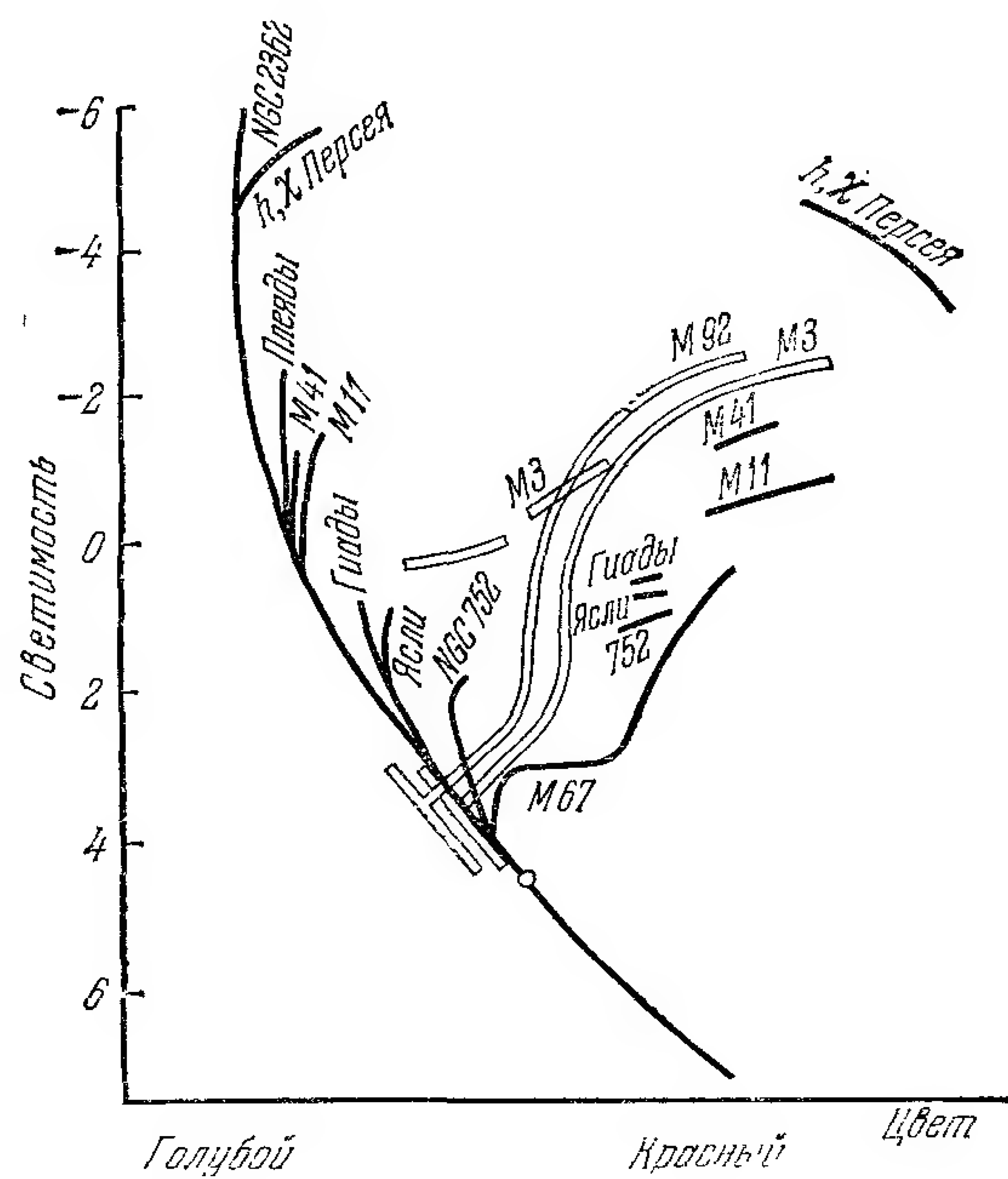


Рис. 12.8. Сводная диаграмма Герцшпрукга — Рессела для различных звездных скоплений.

На рис. 12.8 представлена сводная схематическая диаграмма Герцшпрунга — Рессела для ряда скоплений, рассеянных и шаровых. На этой диаграмме эффект различия возрастов у разных скоплений виден вполне отчетливо. Таким образом, имеются все основания утверждать, что современная теория строения звезд и основанная на ней теория звездной эволюции смогли непринужденно объяснить основные результаты астрономических наблюдений. Несомненно, это является одним из наиболее выдающихся достижений астрономии XX столетия.

§ 13. Планетарные туманности, белые карлики и красные гиганты

На последних этапах эволюции красных гигантов (так же как и сверхгигантов) становится существенной потеря массы наружной оболочкой. Этот заключительный этап эволюции очень трудно рассчитывать теоретически ввиду большой его неопределенности. Ведь мы не знаем точно, как осуществляется выбрасывание вещества из оболочек таких звезд. Приходится пока ограничиться качественным рассмотрением.

На всех предыдущих этапах звездной эволюции (гравитационное сжатие протозвезды, пребывание на главной последовательности и уход с нее после исчерпания запасов ядерного горючего в центральных областях) предполагалось, что сколько-нибудь существенной потери массы не происходит. Следует, правда, заметить, что у массивных горячих звезд главной последовательности, как показывают последние спектроскопические наблюдения, выполненные в ультрафиолетовых лучах с ракет и спутников, имеет место довольно значительная потеря массы. Но это другой вопрос. Что касается красных гигантов, то чисто эмпирические аргументы говорят о том, что они прекращают свое существование как звезды отнюдь не из-за исчерпания ядерного горючего, а просто по причине потери своих наружных, богатых водородом оболочек.

Мы сейчас укажем на один простой аргумент, который был предложен автором этой книги еще в 1956 г. Речь идет о давно известном астрономам феномене, называемом «планетарными туманностями». Это довольно плотные газовые образования, окружающие некоторые весьма горячие звезды низкой светимости. Фотографии двух планетарных туманностей приведены на рис. 13.1. На протяжении нескольких десятилетий эти туманности рассматривались астрономами как природная лаборатория, в которой с большим успехом можно изучать специфические физические процессы, протекающие в межзвездной среде. Изучение планетарных туманностей обогатило астроспектроскопию рядом открытий первостепенной важности. Стоит упомянуть хотя бы об изучении очень интересного процесса флуоресценции атомов под воздействием жесткого излучения, исследовании «запрещенных» переходов линий ионизованных кислорода и азота и др. Именно для планетарных туманностей с большой точностью был определен химический состав, что имеет исключительно большое значение для всей астрономии. Однако такой неизбежно «утилитарный» подход к этим поразительным объектам оставлял без внимания главное: откуда они взялись? Каково их происхождение? Следует заметить, правда, что недостатка в гипотезах не было, но все они были по своему характеру весьма произвольны и искусственны.

При подходе к решению проблемы планетарных туманностей я обратил внимание на основное, с моей точки зрения, обстоятельство. А именно, газ, образующий туманность, не сдерживается силой притяжения, поэтому эти объекты должны неограниченно *расширяться* со сравнительно небольшой скоростью и довольно быстро, всего лишь за несколько десятков тысяч лет, рассеяться в межзвездном пространстве. В процессе такого расширения плотность газа будет быстро падать. Еще быстрее должна поэтому падать светимость планетарных туманностей, так как излучение их единицы объема, обусловленное столкновениями электронов с ионами, пропорционально квадрату плотности газа. Как же выглядят эти объекты, когда они еще совсем «молодые», т. е. их возраст порядка нескольких тысяч лет? Анализ показал, что такие «сверхмолодые» туманности, «только что» отде-

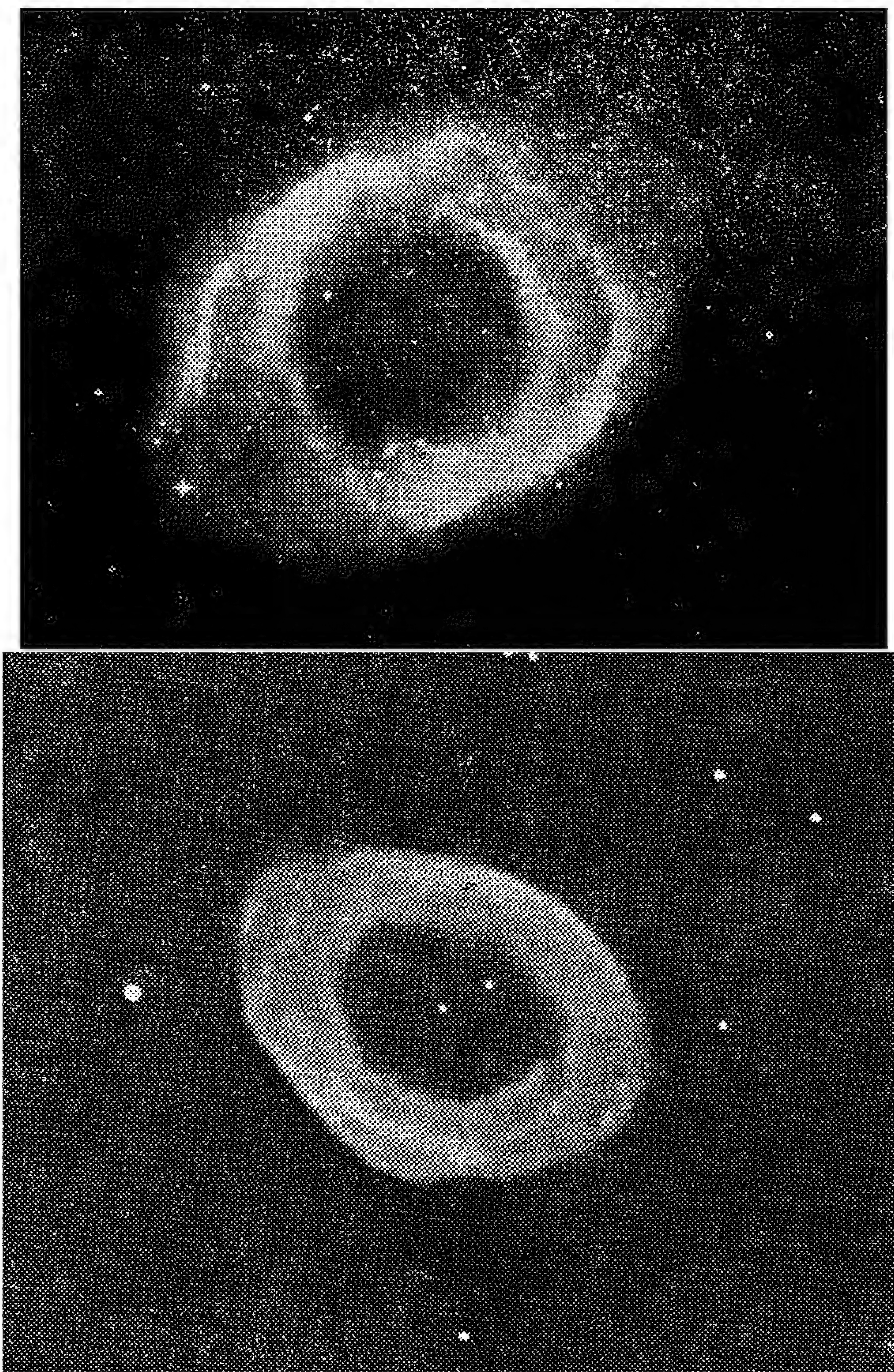


Рис. 13.1. Вверху фотография планетарной туманности в созвездии Водолея (NGC 7293), внизу: фотография планетарной туманности в созвездии Лиры.

лившиеся каким-то образом от своих центральных звезд, во-первых, имеют крайне малые размеры, всего лишь в несколько тысяч астрономических единиц, во-вторых, они достаточно плотны, а в-третьих, и это самое интересное,— их наружные слои должны представлять собой сравнительно холодный неионизованный газ. В то же время светимость таких сверхмолодых туманностей примерно в тысячу раз больше солнечной. Разумеется, никакой центральной горячей звезды (вроде изображенных на рис. 13.1) за толстым слоем газа уже не видно. На что же похож такой странный объект? Нетрудно убедиться, что он по всем своим основным свойствам совпадает с протяженной, холодной атмосферой красного гиганта. Важным дополнительным подтверждением основного вывода, что планетарные туманности — это наружные слои красных гигантских звезд, утратившие связь с более внутренними горячими областями, в которых сосредоточена большая часть первоначальной массы звезды, является анализ пространственного распределения этих объектов. Оказывается, планетарные туманности сравнительно слабо концентрируются к галактической плоскости и обнаруживают значительную концентрацию к центру нашей звездной системы. Уже одно это указывает, что эти туманности являются конечным продуктом длительной эволюции очень старых звезд галактического диска. Точно такое же

пространственное распределение имеют и некоторые красные гиганты высокой светимости.

При такой интерпретации планетарных туманностей с необходимостью следует естественный вывод, что очень горячие ядра планетарных туманностей — это «обнажившиеся» недра красного гиганта. Такое «обнажение» произошло после того, как наружные слои красного гиганта по каким-то причинам потеряли с ним связь и, медленно расширяясь, «расползлись» по достаточно большому объему. Заметим, что по моей оценке, ныне являющейся общепризнанной, средняя масса планетарной туманности равна около 0,2 солнечной. А теперь представим себе, как бы выглядела звезда — красный гигант с массой чуть больше солнечной, если бы «вдруг» она лишилась своей столь «мощной» сравнительно холодной «шубы». Это был бы очень маленький объект с весьма высокой температурой, наружные слои которого находятся в состоянии бурной конвекции (см. схему модели на рис. 11.2). Из расчета модели красного гиганта следует, что плотность вещества на. уровне, выше которого имеется 0,2 массы Солнца, порядка 10^{-4} г/см^3, что в сотню раз больше, чем в солнечной фотосфере. На этом уровне температура будет около 200 000 K, в то время как радиус этого слоя примерно в десять раз превышает радиус Солнца. По-видимому, одновременно с отделением наружных слоев красного гиганта происходит довольно быстрое (но не катастрофическое) сжатие его внутренних областей до размеров лишь в несколько раз превышающих размеры земного шара. Впрочем, вполне возможно, что красные гиганты типа RV Тельца, по-видимому, являющиеся «родителями» планетарных туманностей имеют на заключительной стадии своей эволюции структуру, отличную от описанной выше. Например, у них может быть гораздо более сильная концентрация вещества к центру.

Необходимо подчеркнуть, что отделение наружных оболочек от основного «тела» звезды не носит взрывной характер (как это имеет место, например, в случае сверхновых звезд; см. следующую главу), а происходит *спокойно*, практически «с нулевой скоростью».

Какова же причина отделения оболочки? Следует заметить, что задача эта еще очень далека от решения. Возможные варианты будут рассмотрены ниже.

Образовавшийся после отделения наружной оболочки очень горячий объект должен быть в неустойчивом «промежуточном» состоянии. Он будет быстро эволюционировать, переходя в некоторое стабильное состояние. Что же это за состояние? Не подлежит сомнению, что таким стабильным объектом, в который эволюционируют ядра планетарных туманностей, должны быть белые карлики. Для отдельных ядер этот вывод следует непосредственно. Например, очень слабое ядро изображенной на рис. 13.1 планетарной туманности NGC 7293 (кстати, это самый близкий к нам объект этого типа) имеет абсолютную величину 13,5 и температуру больше 100 000 K. Отсюда следует, что его линейные размеры лишь немногим превышают размеры земного шара, что при массе около 1 массы Солнца дает среднюю плотность в несколько сотен тысяч граммов на кубический сантиметр. Это типичная плотность белого карлика! Наблюдается также любопытная тенденция: чем «старше» планетарная туманность (а их возраст оценить довольно легко), тем больше их ядра походят на белые карлики. Похоже на то, что за сравнительно короткое время, которое «живут» планетарные туманности, их ядра далеко не всегда успевают «успокоиться» и стать более или менее «нормальными» белыми карликами.

Важнейшим аргументом в пользу нашего вывода о генетической связи планетарных туманностей, красных гигантов и белых карликов является анализ статистических данных. Всего в нашей Галактике одновременно существуют несколько десятков тысяч планетарных туманностей, причем только малая их часть доступна прямым наблюдениям. С другой стороны, среднее время жизни их всего лишь порядка нескольких десятков тысяч лет. Это означает, что из какого-то источника каждый год возникает примерно одна планетарная туманность. И как «побочный продукт» появляется ежегодно точно такое

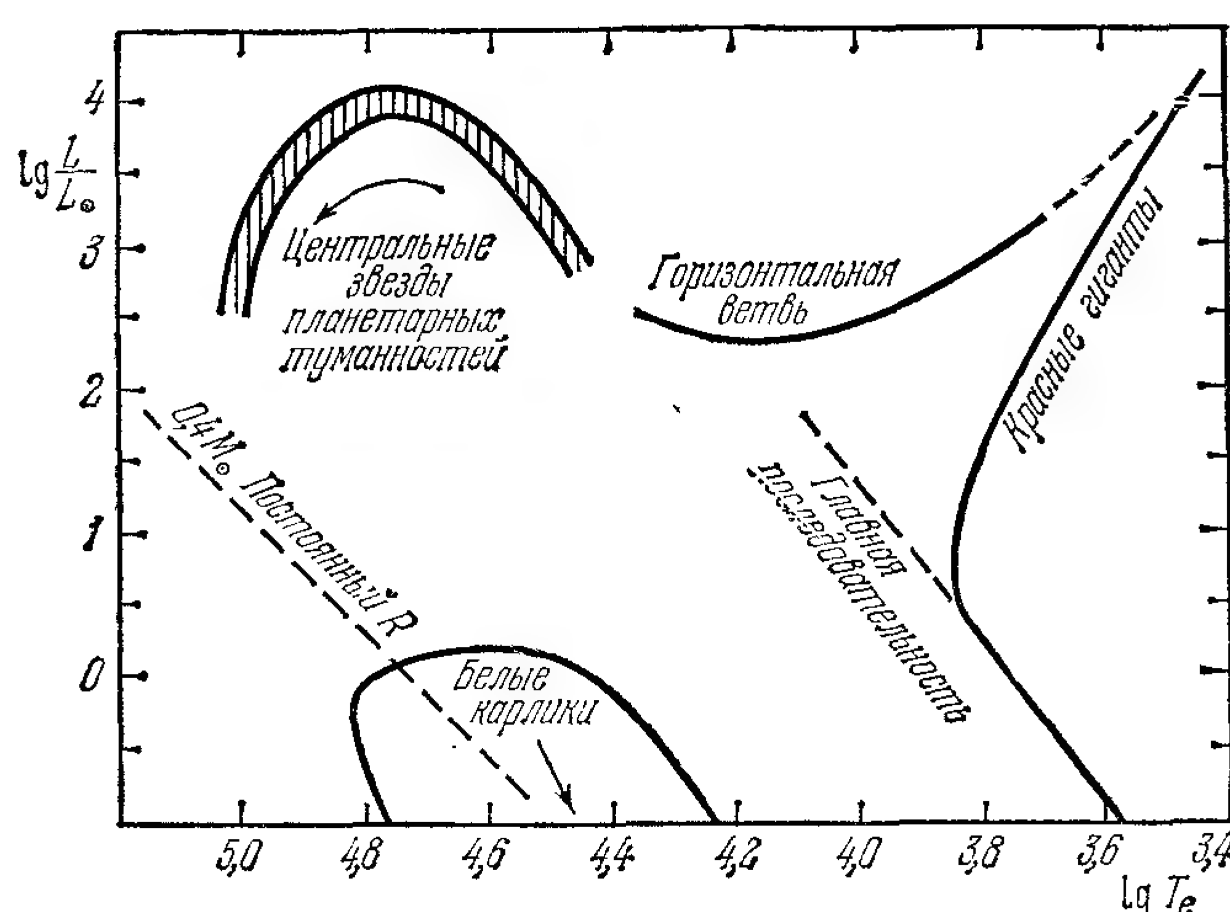


Рис. 13.2. Эмпирическая зависимость светимости ядер планетарных туманностей от температуры их поверхностей.

же количество белых карликов — конечный продукт эволюции ядер этих туманностей. Это очень эффективный механизм, который за время эволюции нашей звездной системы привел к образованию нескольких миллиардов белых карликов. Но именно таков порядок величины полного количества белых карликов в Галактике! С другой стороны, статистика красных гигантов типа RV Тельца указывает, что их полное количество в Галактике около миллиона. Отсюда получается, что если считать их «родителями» планетарных туманностей, то время жизни звезд в этой стадии около миллиона лет — величина вполне приемлемая.

В § 11 уже было обращено внимание на то, что вещество самых центральных областей красных гигантов по своим свойствам (вырождение!) тождественно веществу белых карликов. Сейчас мы видим, что это не случайное совпадение. Подобно яйцу в курице, белый карлик постепенно вызревает в центре звезды с тем, чтобы «в подходящий момент» «вылупиться». Новорожденный «цыпленок», т. е. белый карлик, окружен разного рода «скорлупой» и прочими атрибутами своего рождения. Мы его называем «ядром планетарной туманности». Проходит, однако, несколько десятков или сотен тысяч лет — и получается нормальный белый карлик, в то время как образовавшаяся одновременно с ним планетарная туманность уже давно рассеялась в межзвездном пространстве.

Нарисованная только что качественная картина заключительной фазы эволюции красных гигантов к одновременному образованию планетарных туманностей и их ядер — маленьких, плотных горячих звезд, быстро эволюционирующих в белые карлики,— в последние годы получила большое развитие в ряде работ, опирающихся на достижения теории звездной эволюции. Сейчас уже многие детали этого важнейшего для звездной космогонии процесса стали ясными.

Прежде всего следует более подробно остановиться на процессе эволюции ядра планетарной туманности в белый карлик. В свое время (1956 г.) автор этой книги обратил внимание на то, что в процессе быстрой эволюции ядер температуры их поверхностных слоев вначале растут. Так как при этом светимости меняются не очень-то сильно, то можно было сделать вывод, что ядра быстро сжимаются. Более точные теоретические расчеты, опирающиеся на наблюдения планетарных туманностей в Магеллановых Облаках[1], привели к установлению эмпирической зависимости между светимостью ядер планетарных туманностей и температурой их поверхностных слоев T_e. Эта зависимость схематически

[1]Планетарные туманности в этих ближайших к нам галактиках удалены от нас на практически одинаковое расстояние, поэтому их светимости сравнительно легко определяются из видимых звездных величин.

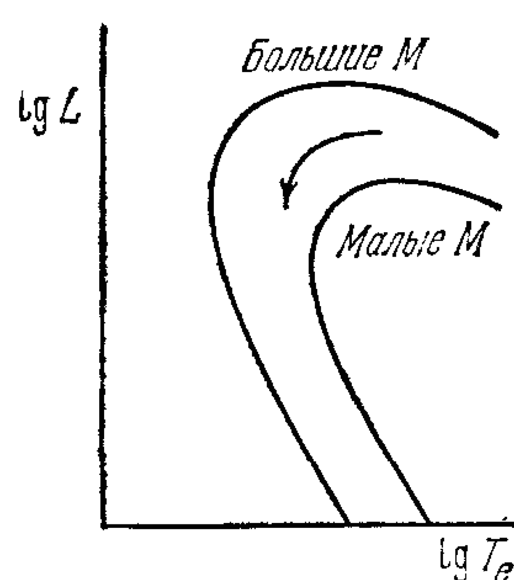


Рис. 13.3. Теоретическая зависимость светимости ядер планетарных туманностей от температуры их поверхности.

представлена на рис. 13.2. На том же рисунке прерывистой линией показана аналогичная зависимость для остывающих белых карликов. Там же приведена зависимость «светимость — температура» для звезд главной последовательности, красных гигантов и так называемой «горизонтальной ветви» диаграммы Герцшпрунга — Рессела для шаровых скоплений. Уменьшение светимости ядер планетарных туманностей после достижения максимума при росте температуры означает их быстрое сжатие. В области диаграммы между самыми горячими ядрами и белыми карликами также наблюдаются слабые звезды. В их спектрах отсутствуют линии излучения и поглощения и очень усилена фиолетовая часть. Почти наверняка это сильно проэволюционировавшие ядра планетарных туманностей, у которых сами туманности, по причине их расширения, рассеялись. Таким образом, диаграмма «светимость — температура» наглядно демонстрирует (притом чисто эмпирически!) генетическую связь ядер планетарных туманностей и белых карликов.

Основы теории такой эволюции могут быть поняты из следующих рассуждений. Рассмотрим однородную по своему химическому составу звезду, которая, исчерпав свои ядерные источники энергии, сжимается за характерное время, определяемое шкалой Кельвина (см. § 3). При этом плотность вещества в ее центре будет расти по закону R^{-3}. Теоретический расчет эволюции такой идеализированной звезды позволяет найти ее болометрическую светимость, центральную температуру, а также температуру поверхности как функции центральной плотности. Кроме того, можно теоретически получить зависимость L — T_e. Соответствующие кривые см. на рис. 13.3. Мы видим, что зависимость L — T_e для такой модели хорошо представляет эмпирическую зависимость, приведенную на рис. 13.2. Были выполнены также детальные расчеты для более сложных моделей звезд, лишенных ядерных источников (например, при очень высоких центральных температурах следует учитывать процессы образования большого количества нейтрино, свободно уносящих энергию из недр звезды). На рис. 13.4 приведена вычисленная зависимость L — T_e для модели звезды с массой 1,02 солнечной, состоящей целиком из однородной смеси углерода и кислорода. Модель, в которой 5% вещества звезды образуют наружную оболочку, состоящую из гелия, сильно меняет рассчитанную кривую (см. рис. 13.4). Все же в широких пределах изменений параметров модели характер зависимости болометрической светимости от поверхностной температуры меняется мало и соответствует эмпирической диаграмме, приведенной на рис. 13.2.

При каких же условиях предположение о том, что звезда эволюционирует без ядерных источников, выполняется? Энерговыделение при ядерных реакциях прежде всего зависит от температуры и притом очень сильно. Следовательно, условием того, что ядерные реакции «не работают», является сравнительная малость центральной температуры. Чем же определяется эта верхняя граница температуры звездных недр? Прежде всего их химическим составом. Если, например, центральная температура равна 5 миллионам кельвинов, а звезда состоит из одного лишь гелия, то, конечно, никаких ядерных реакций там не бу-

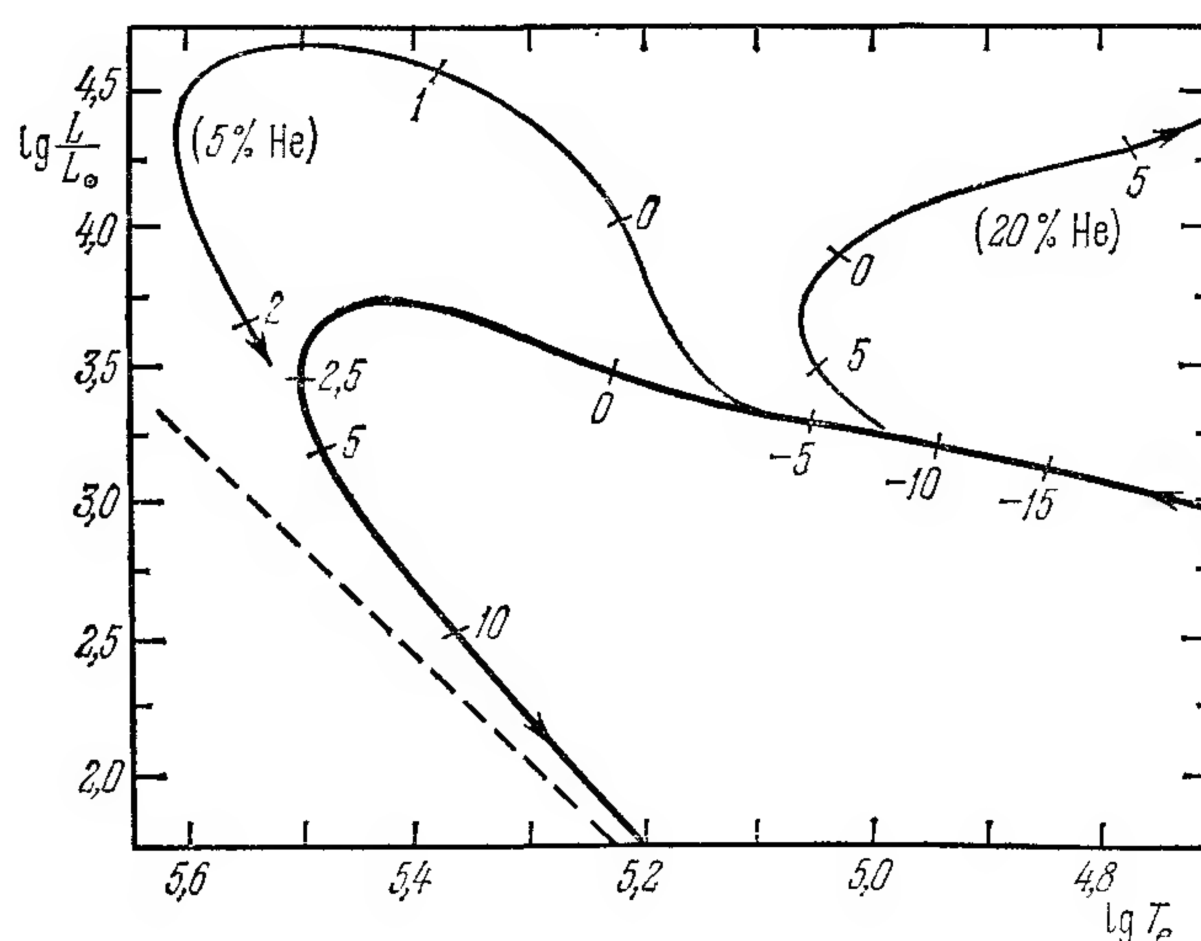


Рис. 13.4. Теоретическая зависимость $L - T_e$ для массы ядра «углеродно-азотной» планетарной туманности, равной $1{,}02 M_\odot$.

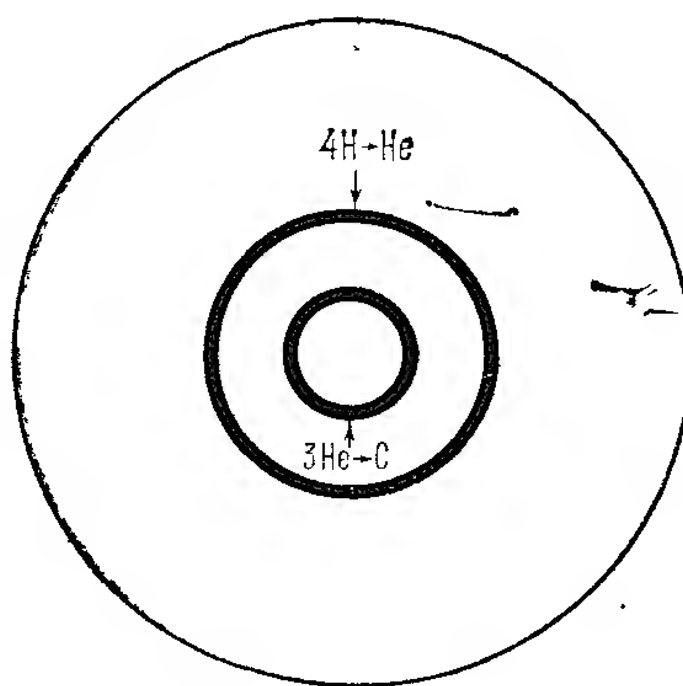


Рис. 13.5. Схема звезды с «двухслойным» источником ядерной энергии.

дет (см. § 8), но если звезда состоит из водорода, то при такой температуре уже начнется протон-протонная реакция. С другой стороны, как мы видели в § 6, центральная температура определяется массой звезды (см. формулу (6.2)). Таким образом, если химический состав звезды дан, то для того, чтобы ее эволюция описывалась треками, приведенными на рис. 13.3, необходимо, чтобы ее масса не превышала некоторое критическое значение. Например, если звезда чисто водородная, ее масса должна быть меньше $0{,}08 M_\odot$, если гелиевая — $0{,}35 M_\odot$, углеродная — меньше $1{,}04 M_\odot$. Соответствующие центральные температуры равны $4 \cdot 10^6$, $1{,}2 \cdot 10^8$ и $6 \cdot 10^8$ К.

На основании только что изложенного мы должны считать ядра планетарных туманностей объектами, у которых почти весь гелий превратился благодаря ядерным реакциям в углерод, кислород или неон. В противном случае их массы были бы меньше 0,35 солнечной, а это противоречит наблюдаемым сравнительно небольшим ($0{,}2 M_\odot$) массам планетарных туманностей. Ибо масса красного гиганта, из которого образовались ядро и сама планетарная туманность, должна быть немного больше солнечной. Кроме того, согласно наблюдениям (правда, довольно скудным), большая часть масс белых карликов лежит в пределах 0,5—1,0 солнечной массы. Скорее всего ядра планетарных туманностей покрыты тонкой «коркой» не успевшего «сгореть» гелия, и возможно, водорода. Учет этого обстоятельства в теоретических расчетах делает температуры ядер не такими высокими.

Итак, современная теория внутреннего строения звезд приводит нас к выводу, что звезды, лишенные ядерных источников энергии (какими, несомненно, являются ядра планетарных туманностей), должны эволюционировать в «нормальные» белые карлики. Оста-

ется количественно рассмотреть второй, не менее важный, вопрос: как же образуются такие звезды? Что было предшествующей стадией их эволюции? Тот факт, что ядра планетарных туманностей состоят в основном из смеси углерода, кислорода и более тяжелых элементов, сам по себе означает, что мы имеем дело с сильно проэволюционировавшими объектами. Не подлежит поэтому сомнению, что «предки» планетарных туманностей не могут принадлежать к звездам главной последовательности. Значит, они значительно от нее отошли. Но такими объектами могут быть красные гиганты либо звезды «горизонтальной ветви» диаграммы Герцшпрунга — Рессела для достаточно старых скоплений (см. § 12). В настоящую эпоху у старых скоплений «сходят» с этой диаграммы звезды с массой около $1{,}1M_{\odot}$ (для звезд I типа населения, у которых тяжелых элементов сравнительно много) и $0{,}85M_{\odot}$ (для бедных тяжелыми элементами звезд II поколения (шаровые скопления)). Для молодых скоплений звезд I типа эти массы больше, но, как правило, не превышают 1,5 солнечной. Мы можем, таким образом, сделать вывод, что массы «предков» планетарных туманностей, принадлежащих преимущественно к I типу звездного населения (диск), должны быть заключены в пределах 1,1—1,5 солнечной. При такой массе у них должны образовываться вырожденные ядра.

Как мы видели в предыдущем параграфе, стадия эволюции красных гигантов заканчивается «гелиевой вспышкой», когда во всем гелиевом ядре «загорается» тройная реакция превращения гелия в углерод. Расчеты показывают, что масса гелиевого ядра к этому моменту находится в пределах $0{,}4 \div 0{,}5M_{\odot}$ и почти не зависит от полной массы эволюционирующей звезды. После начала «гелиевой вспышки» звезда эволюционирует вдоль горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга — Рессела. Через некоторое время после того как значительная часть гелия в ядре превратится в углерод и более тяжелые элементы, ядерные гелиевые реакции будут сосредоточены в тонком слое, окружающем уже второй раз «выгоревшее» ядро. Кроме того, у таких звезд имеется еще один наружный слой, в котором происходят водородные ядерные реакции. Звезды с такими «двухслойными» источниками ядерной энергии (схема структуры такой звезды изображена на рис. 13.5) значительно увеличивают свою светимость, которая достигает порядка нескольких тысяч светимостей Солнца, в то время как на горизонтальной ветви светимость только в сотню раз превышала солнечную. Структура таких звезд, у которых в самых центральных «выгоревших» частях никаких ядерных реакций больше не происходит, должна напоминать структуру красных гигантов. Это означает, что звезда опять «раздувается» и ее радиус доходит до размеров земной орбиты, в то время как радиус зоны «горения» водорода всего лишь порядка $3 \cdot 10^9$ см. К концу этой фазы эволюции звезда опять становится красным гигантом. Ее светимость может в десятки тысяч раз превосходить солнечную, а масса тонкого гелиевого слоя в ее недрах не превосходит нескольких сотых солнечной. Зона «горения» водорода значительно поднимается наружу, так что область внутри этой оболочки уже содержит $\sim 70\%$ массы звезды. Вся эта фаза эволюции с двумя слоями ядерного энерговыделения занимает время порядка миллиона лет. На самых заключительных этапах этой фазы звезда уже вполне «подготовлена», чтобы от нее отошла наружная, богатая водородом оболочка и тем самым образовалась бы планетарная туманность плюс ядро. В самом деле, светимость молодых ядер планетарных туманностей в 10^4 раза больше солнечной и практически совпадает со светимостью «двухслойной» гигантской звезды. Радиусы, структура и массы ядер практически совпадают с радиусом, структурой и массой этой звезды под слоем «горения» водорода (т. е. «инертной», состоящей из тяжелых элементов центральной части, покрытой тонкой гелиевой «корочкой»), следовательно, будущее ядро планетарной туманности уже «сварилось» в недрах сильно проэволюционировавшей звезды. Остается только понять механизм отделения протяженной наружной, богатой водородом оболочки.

Прежде всего обратим внимание на низкую наблюдаемую скорость расширения планетарных туманностей — в среднем около 30 км/с. Естественно сделать отсюда вывод,

что вещество туманности «оторвалось» от звезды там, где параболическая скорость того же порядка. Отсюда, полагая массу внутренней части звезды равной $0{,}8 M_{\odot}$, найдем что «отрыв» произошел на расстоянии около одной астрономической единицы ($1{,}5 \cdot 10^{13}$ см) от центра звезды, что как раз соответствует радиусу гигантской звезды — «предка» туманности. Хотя количественной теории «отрыва» оболочки у протяженной сильно проэволюционировавшей звезды пока еще нет (это очень трудная задача!), можно указать по крайней мере на три причины этого явления: а) Из-за особого характера неустойчивости в протяженной оболочке должны возникать сильные колебательные процессы, сопровождаемые изменениями теплового режима звезды. Период таких колебаний порядка десяти тысяч лет. б) Из-за ионизации водорода в некоторой зоне звезды под ее фотосферой может развиться сильная конвективная неустойчивость. Аналогичное явление имеет место на Солнце и служит первопричиной его активности. У холодных гигантских звезд мощность конвективных движений может быть несравненно больше, чем на Солнце. в) Из-за огромной светимости звезды — предка планетарной туманности — *световое давление* ее потока излучения на наружные слои может привести к их «сбросу». Расчеты, которые мы здесь привести не можем, показывают, что под воздействием светового давления вещество оболочки будет вытекать, причем мощность этого потока может достигнуть 10^{21}—10^{22} г/с. Это означает, что за несколько тысяч лет может «истечь» практически вся оболочка звезды, что приведет к образованию планетарной туманности. Скорее всего, в действительности действуют все три механизма сброса оболочки, как бы «помогая» друг другу.

Важным аргументом в пользу образования планетарных туманностей из наружных слоев красных гигантов является обнаружение значительного избытка инфракрасного излучения практически от всех планетарных туманностей. Это излучение обусловлено находящимися в туманности *пылевыми частицами*, которые более или менее равномерно перемешаны с горячим газом. Физические условия в планетарных туманностях (прежде всего — высокая температура находящейся там плазмы) исключают возможность образования пылинок из газовой среды. Это означает, что пылинки, находящиеся в планетарных туманностях, имеют *реликтовое* происхождение, т. е. они там существуют с начала образования туманности и медленно разрушаются (например, в результате столкновений с протонами и жесткими квантами). С другой стороны, в холодных, протяженных атмосферах красных гигантов, где значительная часть газа уже находится в молекулярном состоянии, имеются все условия для образования пылинок. По-видимому, основная часть космической пыли попадает в межзвездную среду именно таким способом, т. е. путем рассеяния в ней планетарных туманностей.

В 1975 г. было обнаружено излучение в радиолинии CO ($\lambda = 2{,}64$ мм — см. § 3) от инфракрасных объектов CRL 2688 и CRL 618. Анализ этой линии излучения позволяет сделать вывод, что в этих случаях наблюдаются довольно плотные газовые оболочки, расширяющиеся со скоростью ~ 20 км/с. Отсюда следует, что наблюдаемые в центральных частях этих объектов довольно горячие звезды стали «проглядывать» через соответствующие оболочки только несколько тысяч лет тому назад. В ту эпоху эти объекты должны были быть тождественны красным гигантам, атмосферы которых богаты углеродом. Но это как раз и означает, что объекты CRL 2688 и CRL 618 являются протопланетарными туманностями. Совсем недавно (1982 г.) на величайшем в мире радиотелескопе VLA было впервые обнаружено поглощение на волне 21 см нейтрального водорода сравнительно молодой, яркой планетарной туманности NGC 6302. Эти наблюдения выявили две компоненты линии поглощения, соответствующие лучевым скоростям $+6$ и -40 км/с (см. рис. 13.6). Первая компонента вызвана поглощением облака межзвездного водорода, находящегося между ними и планетарной туманностью, между тем как линия -40 км/с образуется в наружных слоях этой туманности, обращенных к наблюдателю. Из анализа этих наблюдений можно сделать вывод, что эти наружные слои представляют собой расширяющееся

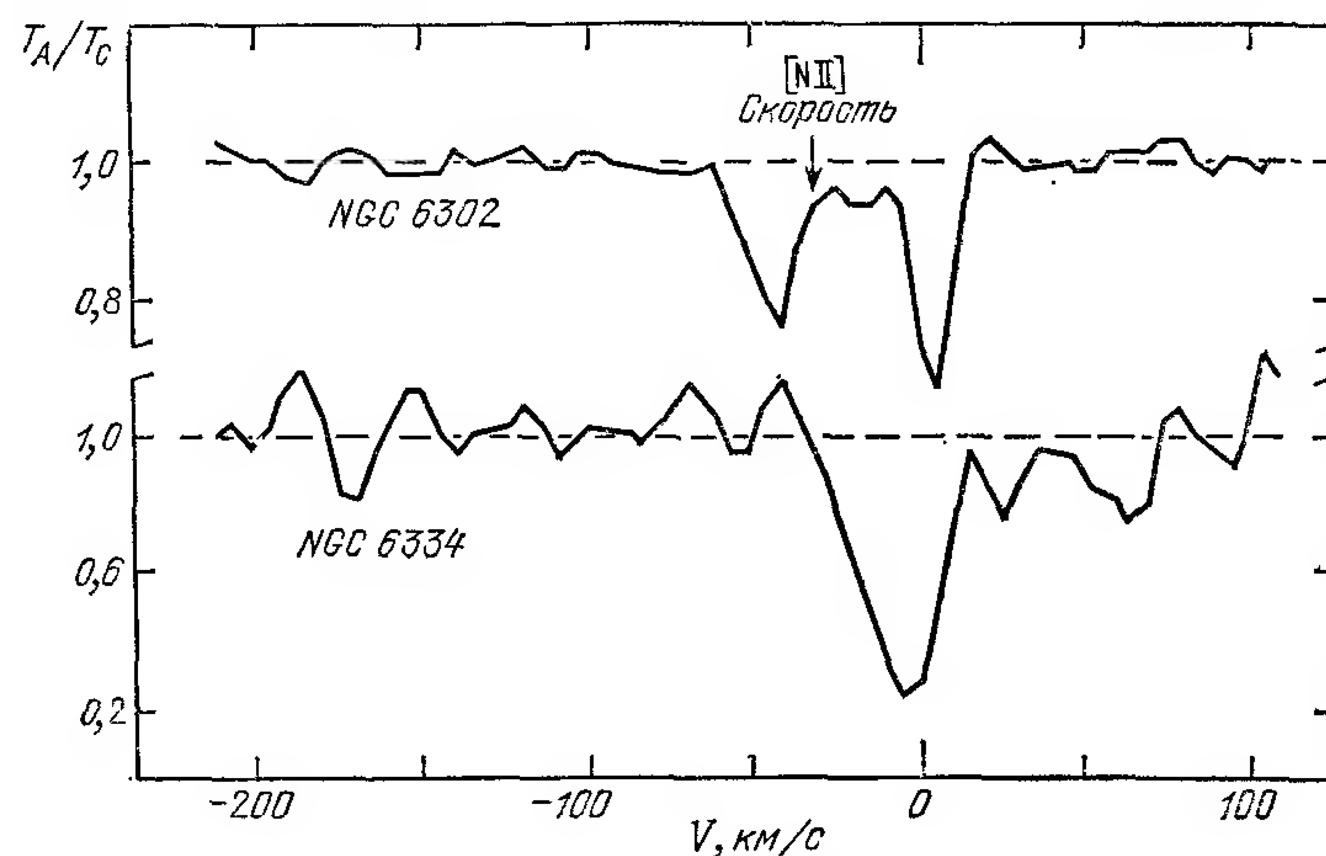


Рис. 13.6. Вверху — радиоспектр планетарной туманности NGC 6302 в области $\lambda = 21$ см. Видны две линии поглощения, соответствующие лучевым скоростям −40 км/с и +6 км/с. Стрелка указывает на скорость расширения этой туманности, полученную из наблюдений оптических линий [N II]. Внизу — такой же радиоспектр «источника сравнения» — яркой компактной области H II XGC 6334, находящейся в двух градусах от NGC 6302. Видна только линия +6 км/с, принадлежащая (как и у NGC 6302) межзвездной среде.

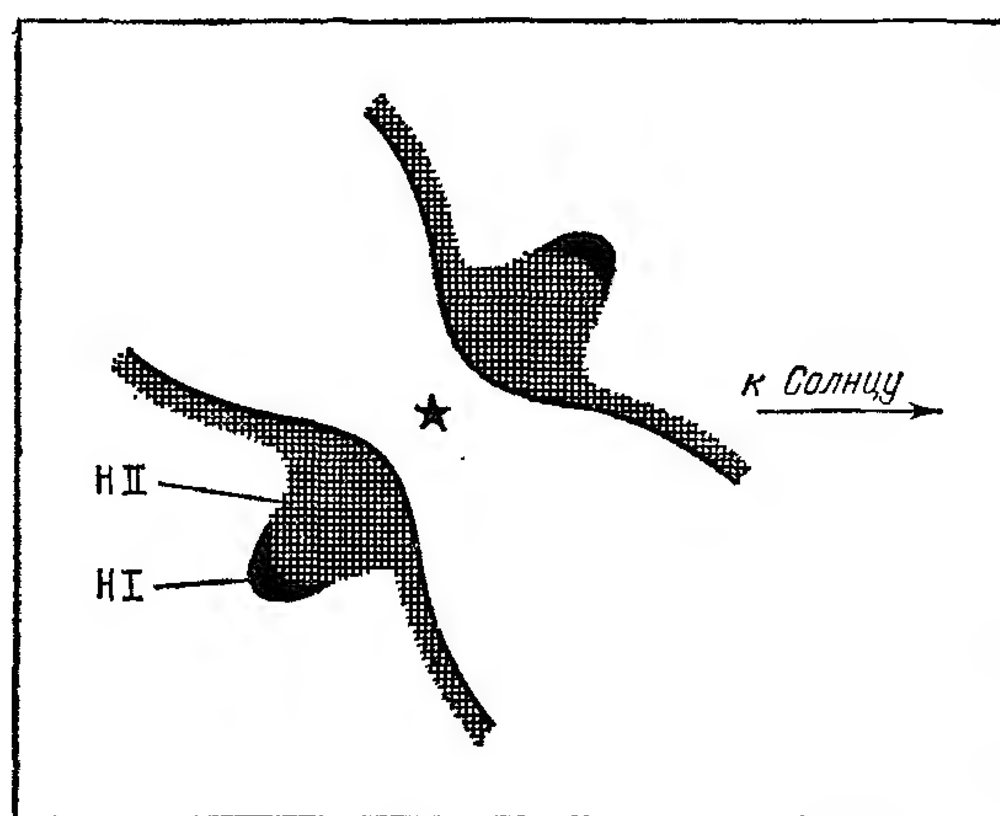


Рис. 13.7. Пространственное распределение нейтрального и ионизованного водорода в планетарной туманности NGC 6302.

со скоростью 10 км/с кольцо, в то время как внутренняя часть этого кольца состоит из горячего, полностью ионизованного газа. На рис. 13.7 приведена схема строения этой туманности на основе описанных выше радиоастрономических наблюдений. Масса наружной части кольца, состоящей из нейтрального, сравнительно холодного водорода, около $0{,}06 M_\odot$. Таким образом, спустя 25 лет, наша модель планетарной туманности получила полное экспериментальное подтверждение. По мере расширения туманности размеры ее наружной нейтральной части будут довольно быстро сокращаться, пока она не исчезнет совсем.

По-видимому, с проблемой планетарных туманностей связаны обнаруженные недавно методами внеатмосферной астрономии «точечные» источники мягкого рентгеновского излучения, оказавшиеся очень горячими (температура поверхности $T \sim 10^5$ K) белыми карликами. Пока таких объектов известно 4. Скорее всего — это ядра планетарных туманностей, у которых оболочки вследствие расширения имеют ничтожно малую поверхностную яркость. Было бы интересно, с одной стороны, обнаружить оптические «следы» планетарных туманностей около таких объектов, а с другой стороны, попытаться изме-

рить поток мягкого рентгеновского излучения от ближайших планетарных туманностей, например NGC 7293, фотография которой приведена на рис. 13.1 вверху.

Таким образом, с точки зрения современной теории звездной эволюции образование планетарных туманностей и их ядер есть закономерный процесс эволюции красных гигантов.

Является ли такой путь образования белых карликов единственно возможным? Можно только утверждать, что такой путь (через образование планетарных туманностей) является весьма распространенным. Вряд ли, однако, он привел к образованию *всех* белых карликов. Например, можно себе представить *постепенное* истечение вещества из наружных слоев некоторых красных гигантов, в противоположность «дискретному» отделению оболочки, приводящему к образованию планетарных туманностей. Наконец, «классический», раньше всех открытый белый карлик — знаменитый спутник Сириуса — входит в состав двойной системы. А в таких системах условия эволюции звезд весьма специфичны. Об этом будет идти речь в § 14.

§ 14. Эволюция звезд в тесных двойных системах

В предыдущем параграфе довольно подробно рассматривалась эволюция звезд. Необходимо, однако, сделать важную оговорку: речь шла об эволюции одиночных, изолированных звезд. Как же будет протекать эволюция звезд, образующих двойную (или вообще кратную) систему? Не будет ли при этом одна звезда «мешать» нормальной эволюции своей соседки? Вопрос этот имеет принципиально важное значение прежде всего потому, что кратность — чрезвычайно распространенное явление в звездном мире. Приблизительно половина всех звезд главной последовательности входит в состав кратных систем. Для верхней части этой последовательности, содержащей массивные, горячие звезды спектральных классов O и B, доля звезд, входящих в кратные системы, составляет по крайней мере 70%. Заметим, что у звезд II типа населения (см. § 1) кратность — явление довольно редкое.

Интерес исследователей к эволюции звезд в двойных системах, особенно тесных, стимулируется еще и тем обстоятельством, что некоторые в высшей степени любопытные звезды наблюдаются только в двойных системах. Прежде всего — это новые звезды, вспышки которых уже давно привлекают к себе самое пристальное внимание астрономов. Особый интерес представляют сейчас *рентгеновские звезды*, о которых речь будет идти в конце этой книги. Похоже на то, что они также всегда встречаются только в тесных двойных системах. Не менее примечателен и тот факт, что некоторые категории космических объектов явно *избегают* двойных систем. Значит, что-то им там «*мешает*». Примером таких объектов являются знаменитые *пульсары*, о которых будет идти речь в четвертой части этой книги.

Основной характеристикой звезды, определяющей весь ее эволюционный путь, является масса. Чем больше *масса*, тем быстрее эволюционирует звезда, тем быстрее в ее недрах выгорает водород и она переходит в стадию красных гигантов и сверхгигантов. Однако в 1951 г. советские ученые П. П. Паренаго и А. Г. Масевич обратили внимание на то, что у тесных двойных систем компонента с *большей* светимостью, как правило, обладает *меньшей* массой. Надо заметить, что в то время теория звездной эволюции (о которой речь шла в § 12) совершенно не была разработана. Ситуация в тесных двойных системах все же представлялась странной: более массивная компонента там находится на главной последовательности, в то время как менее массивная обладает избыточной светимостью, т. е. является «почти гигантом», или «субгигантом». По мере развития теории звездной эволюции стало ясно, что субгиганты — это звезды, уже успевшие продвинуться в своей эволюции настолько, что они покинули главную последовательность. Но тогда возникает вполне закономерный вопрос: почему же звезды с заведомо *меньшей* массой продвинулись в своей эволюции дальше, чем более массивные звезды? Этот известный в звездной астрономии результат получил название «парадокс Алголя», по имени знаменитой затменной звездной пары, где этот парадокс явно выражен.

В 1955 г. было дано вполне разумное объяснение указанному парадоксу. Звезда высокой светимости в паре обладала большей массой *вначале*. Однако, исчерпав существенную часть своего ядерного горючего, она стала «раздуваться». При этом довольно значительная часть ее массы «перетекла» на соседнюю компоненту, отчего масса последней стала превышать массу более быстро эволюционирующей звезды. Таким образом, важнейшим

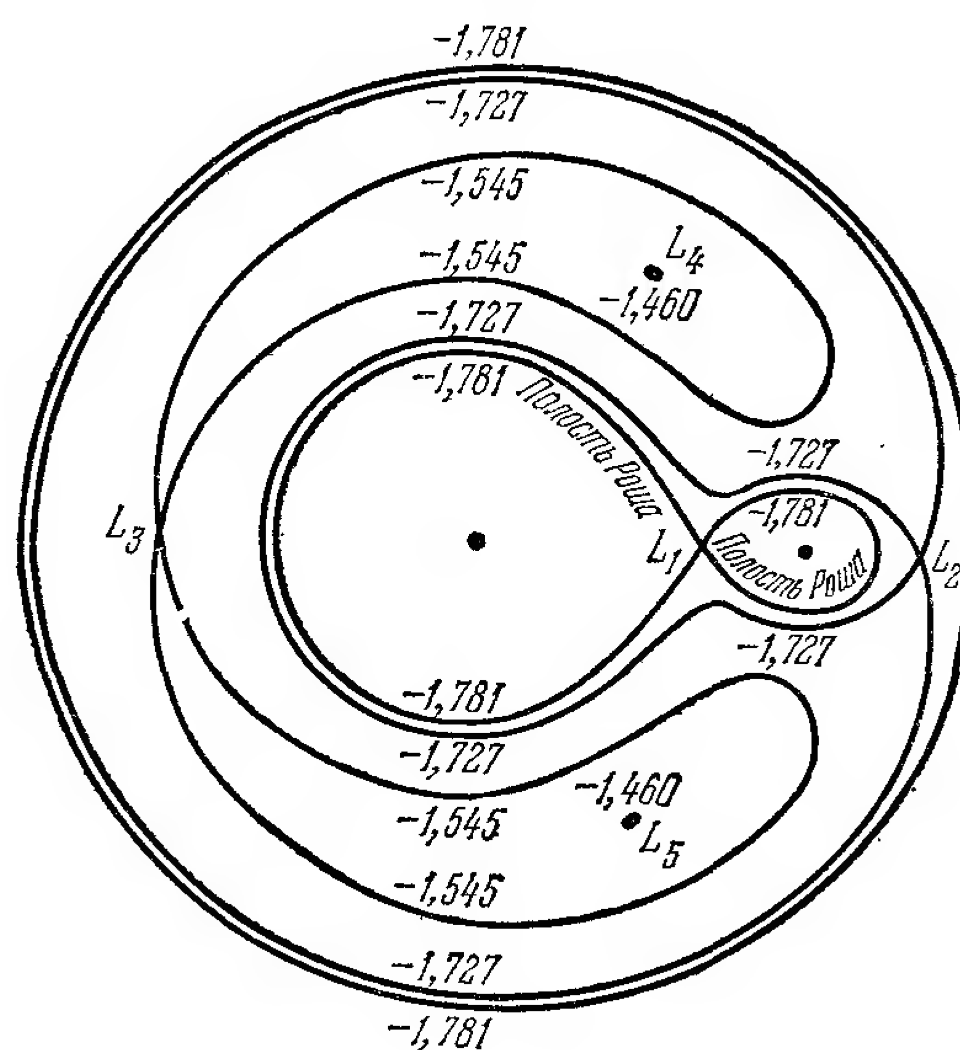


Рис. 14.1. Схема поверхности Роша.

процессом, определяющим эволюцию звезд в двойной системе, является *обмен массами* между ними. Поэтому нельзя рассматривать эволюцию звезд в двойных системах как проходящую с постоянной массой.

Как же происходит процесс обмена материей между компонентами двойной системы? Рассмотрим двойную систему, массы компонент которой M_1 и M_2, а орбита круговая радиуса a. Тогда из простой теории тяготения следует, что существуют для каждой из компонент такие поверхности, за пределами которых частицы вещества уже не сдерживаются гравитационным притяжением соответствующей звезды. Это объясняется действием на указанные частицы гравитационного притяжения от второй звезды, а также центробежной силы, обусловленной общим вращением системы. Если частицы находятся на самих этих поверхностях, достаточно им сообщить сколь угодно малую скорость, направленную «наружу», и они уйдут из сферы притяжения этой звезды. Если же частицы находятся в области, окружающей точку L_1 (рис. 14.1), то они, покидая первую звезду, будут захвачены притяжением ее соседки. Поверхность, обладающая такими свойствами, называется «поверхностью нулевой скорости», или «критической поверхностью Роша», а точка L_1, через которую вещество может перетекать из одной звезды в другую,— «внутренней лагранжевой точкой».

Поверхность Роша состоит из двух замкнутых полостей, окружающих обе звезды и имеющих общую точку L_1. Радиус каждой из таких полостей может быть представлен приближенной формулой

$$\frac{r}{a} = 0{,}38 + 0{,}2 \lg \frac{M_1}{M_2}. \tag{14.1}$$

Формула (14.1) дает вполне удовлетворительную точность для $0{,}3 < M_1/M_2 < 20$.

Рассмотрим теперь следующую модель эволюции звезд в тесной двойной системе. Пока обе компоненты двойной системы пребывали на главной последовательности, их радиусы были меньше радиусов соответствующих полостей Роша, определяемых формулой (14.1). Когда исчерпается значительная часть водородного горючего в центральной части быстрее эволюционирующей более массивной звезды, радиус последней станет *увеличиваться*, в то время как радиус второй компоненты останется неизменным. Таким образом, более массивная компонента станет «разбухать», пока ее наружная часть не заполнит свою полость Роша (см. рис. 14.1). После этого расширение главной компоненты прекратится, так как избыточная ее масса, выходящая за пределы полости Роша, начнет «переливаться» во вторую компоненту, масса которой начнет *расти*.

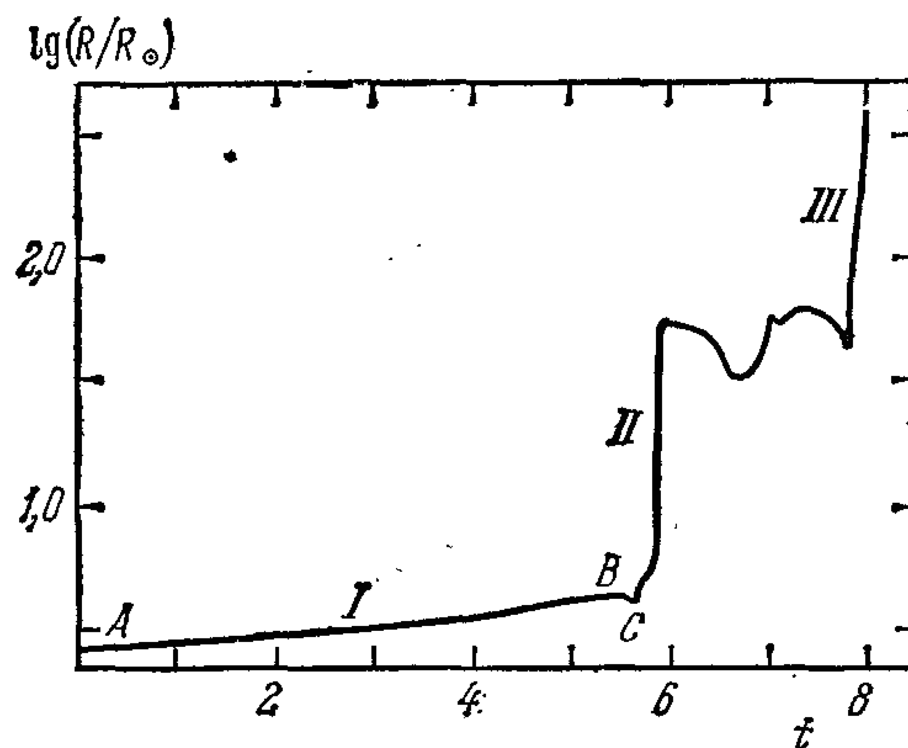


Рис. 14.2. Теоретическая зависимость радиуса звезды от времени.

Скорость потери массы эволюционирующей звездой очень быстро растет по мере роста радиуса этой звезды после достижения им величины радиуса полости Роша. Расчеты показывают, что убыль массы за единицу времени q дается формулой

$$q \propto \left(\frac{R - R_1}{R}\right)^{n+1/2}, \tag{14.2}$$

где величина n зависит от структуры звезды (так называемый «политропный индекс»). Можно принять, что $n = 3$, и тогда для того, чтобы обмен массами между компонентами двойной системы шел в более или менее приемлемом темпе, необходимо, чтобы $\frac{R-R_1}{R}$ было меньше 0,03. Это означает, что на стадии эволюции, когда масса перетекает от одной компоненты ко второй, радиус эволюционирующей звезды должен все время оставаться очень близким к радиусу полости Роша.

В первом приближении можно принять, что в процессе эволюции газ, выброшенный эволюционирующей звездой, не покинет пределы двойной системы, т. е. ее полная масса $M = M_1 + M_2$ сохраняется. При таком вполне естественном предположении расстояние между компонентами будет в процессе эволюции меняться согласно формуле

$$a = \frac{\mathrm{const}}{M_1^2(M - M_1)^2}. \tag{14.3}$$

Можно убедиться, что минимальное расстояние между компонентами двойной системы будет тогда, когда в процессе «перекачки» массы от эволюционирующей компоненты к неэволюционирующей массы обеих звезд сравняются.

Как же будет происходить эволюция в такой системе? Для конкретности рассмотрим, например, случай, когда масса эволюционирующей компоненты равна пяти солнечным массам, а отношение масс компонент равно 2. Теоретическая зависимость радиуса такой звезды (если бы она была одиночной) от времени приведена на рис. 14.2. Можно видеть, что «разбухание» звезды в процессе эволюции проходит три стадии: A) Первая стадия, связанная с выгоранием водорода в центре звезды и медленным увеличением ее радиуса после того как звезда стала уходить с главной последовательности (см. рис. 12.2). B) Быстрое расширение оболочки звезды, связанное со сжатием ее ядра после того, как там выгорел водород. Эта стадия продолжается до тех пор, пока вследствие повышения температуры сжимающегося ядра включится тройная гелиевая реакция, о которой речь шла в § 8. C) Эта стадия наступает после выгорания гелия, когда ядро начнет опять сжиматься и нагреваться, пока не начнутся ядерные реакции на углероде.

Описанная эволюция одиночной звезды будет нарушена тем раньше, чем ближе расположены компоненты друг к другу. Например, если в нашем случае период двойной

системы около одного дня, то уже на стадии A звезда заполнит свою полость Роша и начнется обмен массой со второй компонентой. Если период порядка нескольких десятков дней, то это произойдет на стадии B. И, наконец, если период больше трех месяцев — на стадии C. Впрочем, следует заметить, что фаза C, которую достигают в одиночном состоянии далеко не все звезды, исследована очень плохо, и мы здесь этой стадией заниматься не будем.

В последние годы было выполнено довольно много численных расчетов эволюции с обменом масс в двойных системах. Эти расчеты показывают, что следует различать два этапа в таком обмене масс. Вначале скорость перетекания массы от эволюционирующей компоненты ко второй очень велика; существенная часть массы теряется эволюционирующей компонентой за время, близкое к «шкале Кельвина — Гельмгольца» (см. § 3):

$$t_k = \frac{GM^2}{R_1 L} = 3 \cdot 10^7 \frac{M^*}{R^* L^*} \text{ лет}, \tag{14.4}$$

где величины со звездочками выражаются в солнечных единицах. Это дает для средней скорости обмена масс значение

$$q = \frac{M^*}{t_k} = 3 \cdot 10^{-8} \frac{R^* L^*}{M^*} \text{ солнечных масс/год}, \tag{14.5}$$

По-видимому, в такой стадии «быстрого обмена массами» находятся двойные системы типа знаменитой системы β Лиры. К концу этого бурного периода в эволюции двойной системы отношение масс обеих компонент становится обратным. Если вначале, например, эволюционирующая компонента системы была вдвое массивнее второй компоненты, то к концу этого периода она станет вдвое менее массивной.

В дальнейшем эволюция в такой системе пойдет значительно медленнее и скорость перетекания массы сильно уменьшится. Вместе с тем светимость уже ставшей менее массивной, эволюционирующей компоненты изменится мало. Длительность этой фазы эволюции образовавшегося таким образом «субгиганта» примерно такая же, как и длительность эволюции первоначально более массивной звезды, когда она «спокойно» сидела на главной последовательности. Однако по сравнению со звездой той же массы, принадлежащей к главной последовательности, которая получилась после «обмена», субгигант имеет раз в 10 большую светимость.

Мы сейчас описали эволюцию двойной системы на стадии A. Стадия B протекает поразному у более массивных и у менее массивных звезд. Разница объясняется тем, что, как мы видели в § 12, в процессе эволюции у менее массивных звезд образуется сверхплотное вырожденное ядро. Фаза быстрого обмена массой будет общей для всех звезд, если обмен начинается на стадии B. Затем, однако, наступают различия. У более массивных звезд темп дальнейшей эволюции протекает значительно быстрее. Если первоначальная масса эволюционирующей компоненты превышает три солнечные массы, то после включения в ядре тройной гелиевой реакции расширение звезды останавливается и скорость вытекания массы с ее поверхности резко замедляется и даже прекращается совсем.

Такая звезда, как полагает польский астроном Б. Пачинский, много работавший в этой области, будет похожа на так называемую звезду типа Вольфа — Райе — весьма горячий объект, в спектре которого наблюдаются широкие полосы излучения. Если же масса первичной звезды сравнительно невелика, быстрое расширение ее оболочки на стадии красного гиганта останавливается по другой причине: наступает вырождение в области ядра звезды. И в этом случае скорость вытекания массы резко замедлится. Звезда будет излучать за счет водородных реакций в тонкой оболочке, окружающей ядро (см. § 12). Светимость эволюционирующей звезды будет достаточно велика: раз в 100 больше, чем светимость звезды такой же массы, находящейся на главной последовательности.

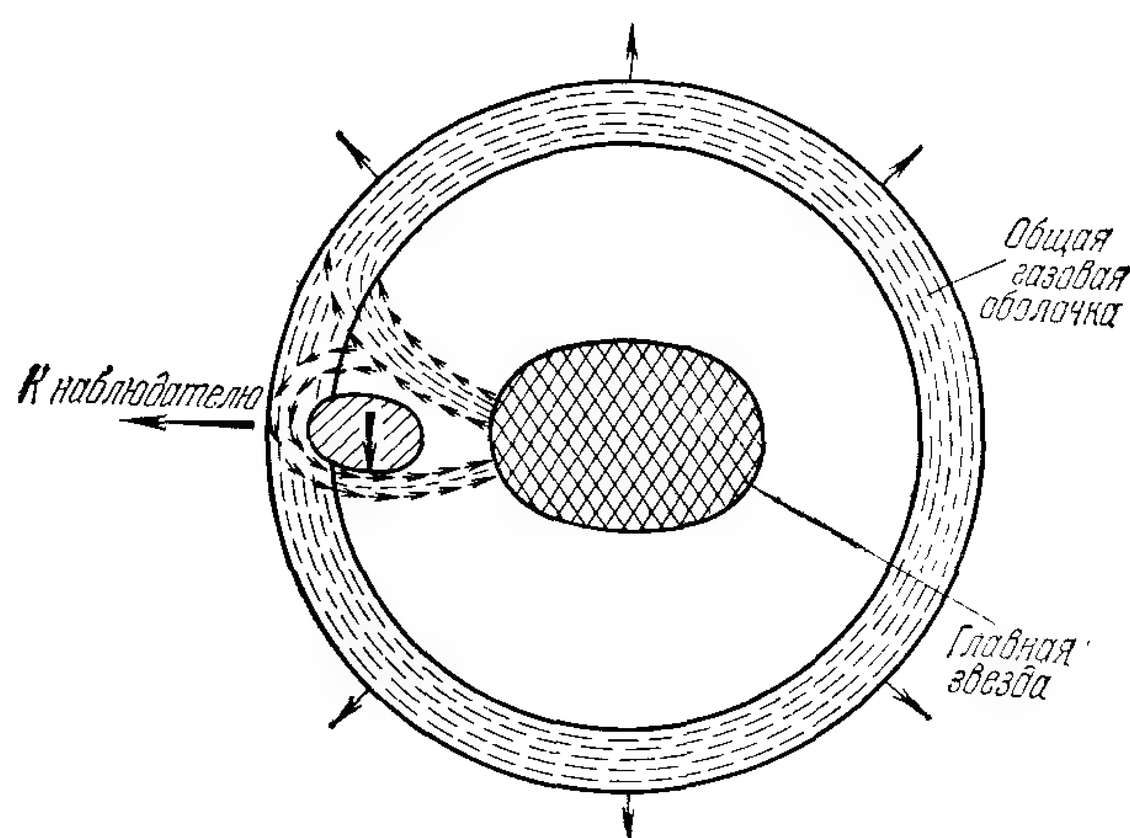


Рис. 14.3. Схематическое представление газовых потоков и диска в системе β Лиры.

Интересно отметить, что к концу этой фазы масса проэволюционировавшей компоненты сильно уменьшается: она может быть в пять и даже в 10 раз меньше массы вторичной компоненты, «вобравшей» в себя существенную часть первоначальной массы своей «соседки». «Наглотавшаяся» соседским веществом вторичная компонента все еще будет оставаться на главной последовательности, причем из-за существенно увеличившейся массы ее светимость может даже превосходить светимость проэволюционировавшей компоненты. Именно такая ситуация наблюдается в тесных двойных системах типа Алголя.

На заключительном этапе, когда в эволюционирующей звезде останется совсем мало массы, ее радиус начнет уменьшаться и она, по-видимому, превращается в белый карлик.

Набросанная выше картина эволюции двойных систем на стадиях A и B подтверждается огромным количеством наблюдений. В частности, эта картина непринужденно объясняет давно известный эмпирический факт, что избыточная светимость эволюционирующей компоненты тем больше, чем меньше отношение масс M_1/M_2. Интересные проблемы возникают при анализе дальнейшей эволюции вторичной компоненты. Дело осложняется тем, что перетекающий на вторичную компоненту газ несет с собой большой вращательный момент, обусловленный орбитальным движением, теряющей массу эволюционирующей звезды. По этой причине вокруг вторичной компоненты может образоваться быстро вращающийся газовый диск, который как бы «аккумулирует» в себе большую часть избыточного момента (рис. 14.3). В предельном случае, когда существенная часть массы эволюционирующей компоненты и ее орбитального вращательного момента перейдет ко второй компоненте и в окружающий ее быстро вращающийся газовый диск, расстояние между компонентами значительно (в 3—4 раза) уменьшится. При этом можно оценить, что свыше половины массы двойной системы и по крайней мере половина ее вращательного момента будут сосредоточены в газовом диске. Заметим, что наличие плотных газовых дисков и колец в двойных системах доказывается наблюдениями.

Выше были обрисованы основные тенденции эволюции звезд в тесных двойных системах. Впрочем, следует оговориться, что понятие «тесный» вовсе не означает «геометрическую» близость компонент. «Тесной» мы называем такую систему, у которой эволюционирующая компонента на какой-нибудь фазе заполнит свою полость Роша. Но мы уже видели, что на стадии C (см. рис. 14.1) это может произойти, когда расстояния между компонентами порядка астрономической единицы, а периоды обращения по орбитам исчисляются годами. Поэтому, с точки зрения звездной эволюции, большинство двойных систем являются «тесными». Существенно подчеркнуть, что рассматривавшаяся выше эволюция таких систем носит медленный, спокойный, отнюдь не катастрофический характер.

Между тем астрономам уже давно известны классы резко нестационарных звезд, которые *всегда* входят в состав двойных систем и не наблюдаются как «одиночники». Это

новые и новоподобные звезды, а также вспыхивающие звезды типа U Близнецов. Двойные системы, куда входят эти странные объекты, отличаются рядом любопытных особенностей. Прежде всего они, как правило, обладают очень короткими периодами — обычно порядка нескольких часов. Обе компоненты — карликовые звезды, расположенные очень близко друг от друга. Часто спектр таких объектов довольно «поздний», класса K или M, на который накладываются широкие линии излучения, а также непрерывный спектр очень горячей компоненты. Все говорит о том, что «красная» компонента такой системы (карлик!) заполняет свою полость Роша и через «внутреннюю лагранжеву точку» теряет массу, которая перетекает на горячую компоненту двойной системы. Как и в случае «спокойной» эволюции в двойной системе, вокруг этой компоненты образуется быстро вращающийся, достаточно массивный газовый диск, который излучает эмиссионные линии. «Активной» компонентой в такой системе является компактная горячая звезда, окруженная указанным диском, на которую из последнего падает поток вещества. Похоже на то, что эта компонента уже прошла свою эволюцию и когда-то передала значительную часть своего вещества соседней звезде. А теперь «соседка» в порядке «взаимной любезности» «возвращает обратно» проэволюционировавшей звезде взятое у нее много миллионов лет назад вещество.

Отличительным свойством вспышек новых и новоподобных звезд является их повторяемость («рекуррентность»). Интервалы между вспышками у новоподобных звезд около 100 лет. Можно полагать, что у более интенсивно вспыхивавших новых эти интервалы исчисляются сроками порядка нескольких тысяч лет. Повторяемость вспышек новых следует хотя бы из того простого факта, что ежегодное их количество в Галактике порядка нескольких десятков. Следовательно, если бы не было повторяемости, за пару миллиардов лет в Галактике вспыхнули бы как новые все звезды — вывод явно абсурдный. Значит, существует некоторый класс звезд, которые многократно вспыхивают.

Вряд ли следует сомневаться в том, что проэволюционировавшая, горячая компактная звезда представляет собой объект, сходный с белым карликом и весьма бедный водородом (см. § 12). Между тем от заполняющей свою полость Роша красной компоненты на проэволюционировавшую звезду все время падает богатый водородом газ[1]. Газ этот, после того как он накопится в поверхностном слое горячей звезды в течение сотен и тысяч лет, может стать причиной теплового взрыва, носящего как бы «локальный» характер, т. е. не охватывающего всю структуру звезды как целого. При таком взрыве выбрасывается довольно значительное количество массы, порядка 10^{-4}—10^{-5} массы Солнца, как это следует из спектральных наблюдений новых звезд. Заметим, что примерно такая же масса «перетечет» на горячую компактную звезду от соседней компоненты за время между двумя вспышками.

В этой чисто качественной картине вспышек новых звезд еще многое не ясно. Прежде всего — что это за ядерные реакции, «питаемые» накапливающимся в поверхностных слоях проэволюционировавшей звезды водородом? На сколько вспышек хватит «ресурсов» двойной системы? На что будет похожа такая система, когда фаза вспышки окончится? Все эти интересные вопросы пока еще только ждут ответа.

Звезды типа U Близнецов характеризуются значительно большей частотой повторяемости вспышек и их меньшей амплитудой (рис. 14.4). Так же как и новые звезды в периодах между вспышками, звезды этого типа — очень компактные горячие объекты низкой светимости.

Примечательно, однако, что при вспышках звезд типа U Близнецов не наблюдается никаких следов выброшенного газа. С другой стороны, в спектрах этих звезд, получен-

[1] Тщательные поляриметрические наблюдения доказали, что бывшая новая, вспыхнувшая в созвездии Геркулеса в 1934 г., вращается вокруг оси с периодом 142 секунды, причем скорость вращения постепенно растет. Такое быстрое вращение легко объясняется потоком газа от второй компоненты (красного карлика), приносящего большой вращательный момент.

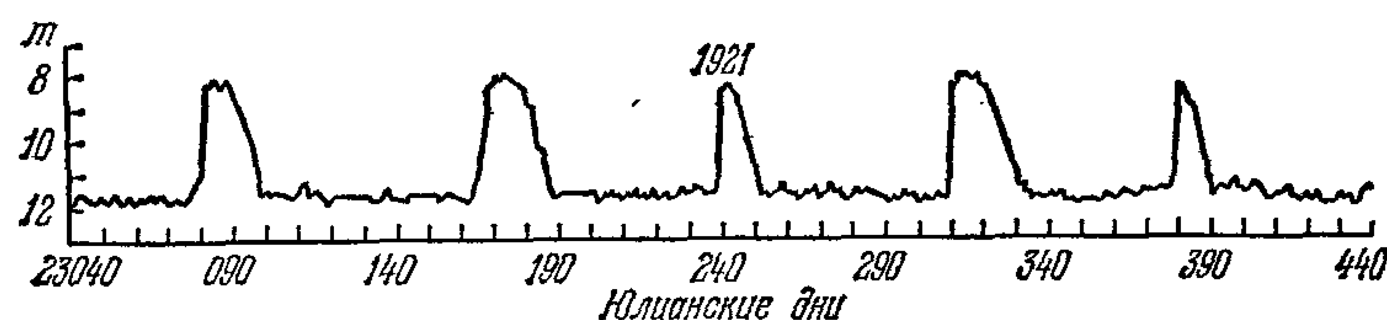


Рис. 14.4. Кривая блеска звезды SS Лебедя типа U Близнецов.

ных в «спокойное» время между вспышками, так же как и у новых, наблюдаются линии излучения, указывающие на существование газового диска. Похоже, что механизм быстро чередующихся взрывов у звезд типа U Близнецов совсем не такой, как у новых. Эти звезды еще ждут своих исследователей — наблюдателей и теоретиков.

Таким образом, эволюция в тесных двойных системах может привести к рождению «сиамских близнецов», неких патологических «уродов», которые мы наблюдаем как новые звезды, звезды типа U Близнецов (сиамских?) и пр. В четвертой части этой книги будут обсуждаться еще более удивительные двойные системы. Сказанного достаточно, чтобы заключить, что двойственность звезды есть решающий фактор, определяющий ее эволюцию.

Вопрос о происхождении тесных двойных систем уже давно, еще в конце прошлого века, был предметом многочисленных дискуссий. Конкурировали две гипотезы: а) совместное образование обеих компонент системы из первичного газово-пылевого облака; б) деление одной, первоначально очень быстро вращающейся звезды на две части. Вторая теория, которой некогда придерживались многие выдающиеся математики и механики (например, Пуанкаре), носила довольно формальный характер и сталкивалась со значительными теоретическими трудностями. Поэтому в последние десятилетия практически все астрономы придерживались, казалось бы, вполне естественной гипотезы об одновременном образовании обеих компонент системы. Правда, при этом возникала классическая трудность — как избавиться от слишком быстрого осевого вращения образующихся из диффузной среды звезд? Ведь звезды с массой, меньшей чем у Солнца, согласно наблюдениям, вращаются очень медленно. Предлагалось несколько довольно остроумных гипотез объясняющих это обстоятельство, но ощущение некоторой неопределенности оставалось.

Однако в самое последнее время, точнее, осенью 1982 г. на этом, казалось бы, совершенно «спокойном участке фронта» произошли бурные события. Группа голландских астрономов с помощью скромного телескопа с диаметром зеркала 0,9 м на Европейской обсерватории в Чили провела тщательное фотометрическое исследование звезд, входящих в состав известного скопления Плеяд. Из нескольких сотен звезд, находящихся в этом скоплении, изучались сравнительно яркие объекты поздних спектральных классов G и ранних K. Массы таких звезд лишь немного меньше солнечной (1—0,8 $M_\odot$), в то время как температуры их поверхностей близки к 5000 K. Совершенно неожиданно было обнаружено, что все эти звезды показывают строго периодические изменения блеска с амплитудой около 0,01 звездной величины и с периодами в пределах от четверти до одних суток. Одновременные спектральные наблюдения некоторых из этих звезд, выполненные на большом 3-метровом рефлекторе Ликской обсерватории, позволили прийти к однозначному выводу, что причиной строго периодических вариаций блеска звезд в Плеядах является их осевое вращение. Одно полушарие звезды, как оказывается, немного более ярко, чем другое, что и объясняет периодические изменения блеска при вращении звезд.

Что же является причиной такого неравномерного распределения яркости по дискам звезд? Первое, что приходит в голову,— искать причину в больших пятнах (вроде солнечных, но побольше), покрывающих поверхности звезд. Однако, как это видно на примере Солнца, пятна возникают более или менее случайно, поэтому строго периодической картины вариаций блеска звезд они не дадут. Между тем кривые блеска звезд в Плеядах

остаются неизменными за 1500 звездных оборотов! Кроме того, амплитуда вариаций блеска не связана с величиной звездного магнитного поля, что можно было ожидать, если бы причиной наблюдаемой переменности были бы солнечные пятна. И наконец, было обнаружено, что температура поверхности звезды меняется примерно на 100 K за цикл, между тем как наличие темных пятен привело бы только к эффективному уменьшению излучающей поверхности без изменения ее температуры. Эти звезды вращаются приблизительно в 100 раз быстрее «нормальных» звезд того же самого спектрального класса. Всего удивительнее, что в тех же Плеядах слегка более массивные звезды вращаются «нормально», т. е. значительно более медленно.

Создается впечатление, что звезды рождаются и первое время живут в состоянии очень быстрого вращения, а затем на каком-то этапе эволюции быстро теряют свой вращательный момент, который переходит в орбитальный. Из-за быстрого вращения эти звезды имеют форму сильно сплюснутых трехосных эллипсоидов, и даже, возможно, грушевидных фигур равновесия, привлекавших внимание некоторых теоретиков много десятилетий тому назад.

Эти исследования находятся, конечно, в самой ранней стадии. Очень важно провести аналогичные наблюдения для других скоплений и ассоциаций, в частности, для ассоциации в Орионе. Возраст этой ассоциации примерно в 10 раз меньше, чем Плеяд. Поэтому можно ожидать, что в стадии деления там будут звезды несколько более массивные (и, следовательно, более ранних спектральных классов), чем в Плеядах. И, конечно, возникает интригующая возможность по-новому подойти к проблеме образования Солнечной системы.

Часть III

Звезды взрываются

§ 15. Общие сведения о сверхновых звездах

...В двадцать второй день седьмой Луны первого года периода Ши-Хо Янг Вейтэ сказал: «Простираю свою персону ниц: я наблюдал в созвездии Твен-Куан явление звезды-гостьи. Она была слегка радужного цвета. Согласно распоряжению императора я почтительнейше сделал предсказание, сводящееся к следующему: Звезда-гостья не нарушит Альдебарана. Это указывает, что страна обретет великую силу. Я прошу, чтобы это предсказание было передано на хранение в департамент историографии...».

(Хроника Сунь Ханьяо, содержащая доклад начальника астрономического департамента императорского Китая Янг Вейтэ о его наблюдениях Сверхновой 1054 года. История действительно сохранила следы этой вспышки, наблюдаемой в наши дни как Крабовидная туманность — пожалуй, самый интересный объект в Галактике...)

С незапамятных времен астрономам известно, что время от времени на небе появляются звезды, дотоле не наблюдавшиеся. В тех случаях, когда неожиданно вспыхнувшая звезда бывает достаточно яркой, она «нарушает» привычную конфигурацию созвездия, в котором она вспыхнула, и невольно обращает на себя внимание людей, хотя и далеких от астрономии, но знающих звездное небо. Заметим, однако, что такие яркие вспышки бывают редко. Исторические хроники донесли до нас свидетельства о таких удивительных явлениях, случившихся много веков назад (см. эпиграф к этой части книги). В большинстве же случаев странные звезды бывают слабыми и редко их можно видеть невооруженным глазом. С давних времен эти удивительные звезды получили название «новых». Как уже давно установлено, новые звезды — это галактические объекты. В максимуме блеска их абсолютная величина достигает значения -7 и даже ярче. Это означает, что их светимость в десятки и сотни тысяч раз превышает светимость Солнца. Через несколько месяцев их блеск сильно падает и наконец они «стабилизируются» как карликовые, горячие звездочки очень низкой светимости. Уже довольно давно было показано, что подавляющее большинство (если не все) новых звезд представляют собой тесные двойные системы. Ежегодно в нашей звездной системе — Галактике — вспыхивает несколько десятков новых звезд, причем только малая их часть доступна астрономическим наблюдениям, так как большинство их весьма удалено и скрыто от нас поглощающей свет межзвездной пылевой средой. В § 14 мы уже немного беседовали об этих звездах в связи с проблемой эволюции в двойных звездных системах. Напомним, что одни и те же новые звезды вспыхивают многократно, через довольно значительные промежутки времени, исчисляемые сотнями и тысячами лет. Существенно подчеркнуть, однако, что при всей грандиозности явления такой вспышки оно не связано с коренным изменением структуры звезды и тем

более ее разрушением. После очередной вспышки звезда возвращается примерно в то же состояние, в котором она пребывала до вспышки. Изредка, однако, астрономы наблюдают неизмеримо более грандиозное явление — взрывы звезд, сопровождаемые радикальными изменениями их структуры. К этому выводу, однако, астрономы пришли далеко не сразу.

Началось с того, что 31 августа 1885 г. на старейшей обсерватории нашей страны, находящейся в городе Тарту, астроном Гартвиг обнаружил новую звезду, находящуюся довольно близко от ядра туманности Андромеды. Эта звезда имела блеск около 6,5 звездной величины, т. е. люди с острым зрением могли бы ее видеть без всяких оптических инструментов.

Видимая звездная величина всей туманности Андромеды близка к 4,5 величины. Это означает, что поток излучения от вспыхнувшей новой звезды был всего лишь в 6,25 раза меньше, чем от всей туманности. Так как не подлежало сомнению, что звезда вспыхнула *в самой туманности*, то это означает, что ее *светимость* была в 6,25 раза меньше светимости туманности Андромеды.

Ни Гартвиг, ни его современники еще не знали, что туманность Андромеды — это не просто «клочок светящегося вещества», расположенный сравнительно близко от Солнца, а гигантский звездный остров, насчитывающий несколько сотен миллиардов звезд. Тогда само слово «галактика» еще не существовало. Правда, еще со времен Ламберта (XVIII век) в астрономии получила распространение концепция «островных вселенных», согласно которой уже известные тогда спиральные туманности представляют собой огромные коллективы звезд, погруженные в газово-пылевую, весьма разреженную среду. Согласно этой концепции наша Галактика, наблюдаемая в виде полосы Млечного Пути, такая же «островная вселенная», как и весьма удаленные от нас спиральные туманности. Однако глубокая идея Ламберта носила чисто умозрительный характер. Физически обоснованного метода определения расстояний до спиральных туманностей тогда еще не было. Только в начале 20-х годов нашего столетия концепция «островных вселенных» была доказана и стала прочным завоеванием науки.

Поэтому мы должны прежде всего удивиться грандиозности явления, наблюдавшегося тартуским астрономом. Подумать только! Ведь туманность Андромеды, как сейчас известно, удалена от нас на расстояние 600 000 пс, т. е. свыше 2 миллионов световых лет! И вот на таком чудовищно большом расстоянии вспыхивает звезда, которая чуть ли не видна простым глазом! Заметим в этой связи, что даже самые яркие звезды, которые были обнаружены в этой туманности (что, кстати сказать, послужило основным доказательством справедливости концепции «островных вселенных»), имеют ничтожно малую видимую звездную величину порядка 20. А все звезды этой гигантской галактики (превосходящей нашу Галактику, также являющуюся гигантским объектом), число которых составляет сотни миллиардов, излучали всего лишь в 6,25 раза больше, чем одна звезда. Вот это фейерверк!

Из наблюдений Гартвига можно было восстановить *кривую блеска* (т. е. зависимость звездной величины от времени) этой звезды. Так, например, за две недели до максимума ее блеск соответствовал 9-й звездной величине, в то время как за год до этого на месте этой звезды ничего нельзя было обнаружить — значит, она была слабее 15-й величины. Начиная с марта следующего, 1886 г. эту звезду уже нельзя было обнаружить даже в самые большие телескопы.

В последние десятилетия в гигантской удаленной звездной системе туманности Андромеды систематически наблюдаются обычные новые звезды. В максимуме блеска они бывают 17—18-й звездной величины. Их наблюдается ежегодно несколько десятков — примерно столько же, сколько вспыхивает в нашей Галактике. Отсюда следует, что Новая 1885 г. действительно представляла собой совершенно незаурядное явление — она была примерно на 12 величин ярче обычных новых. Это означает, что ее светимость в максимуме блеска была в десятки тысяч раз больше, чем у обычных новых.

Между 1885 и 1920 гг. наблюдалось несколько вспышек ярких новых в ближайших к нам внегалактических туманностях — галактиках. В высшей степени интересной была вспышка такой звезды в июле 1895 г. в туманности NGC 5253. Эта звезда, получившая название Z Центавра, в максимуме блеска имела звездную величину, равную 7,2. Весьма любопытно, что сама галактика NGC 5253 на пять величин (т. е. в 100 раз!) слабее. Правда, это карликовая галактика, не чета туманности Андромеды или нашей Галактике, но все же там имеется несколько миллиардов звезд. Значит, одна звезда в течение короткого времени излучала в 100 раз больше, чем миллиарды звезд всей этой галактики! Есть чему удивляться. История повторяется: в 1972 г. в той же галактике NGC 5253 вспыхнула другая звезда, блеск которой доходил до 8^m. Эта звезда сыграла выдающуюся роль в развитии наших представлений о природе таких объектов. Ибо в наши дни техника астрономических наблюдений неизмеримо выше, чем в 1895 г. ... Новая звезда в NGC 5253 стала объектом яростной атаки целой армии астрономов, которые тщательно исследовали ее излучение в самых различных участках спектра. Опубликованные результаты привели к значительному прогрессу в понимании природы этих объектов.

Всего за период 1885—1920 гг. было обнаружено в разных галактиках около 10 таких вспышек. Вспышки наблюдались в галактиках самой различной формы — эллиптических, спиральных, неправильных. Уже из этого несовершенного ряда наблюдений можно сделать очень важный вывод: такие феноменальной мощности вспышки происходят чрезвычайно редко. Грубая оценка показывает, что в одной галактике одна вспышка случается в среднем один раз за несколько сотен лет.

На основании описанных выше основных наблюдательных данных в 1919 г. известный шведский астроном Лундмарк выдвинул гипотезу, что в галактиках, кроме «обычных новых звезд», частота вспышек которых довольно велика, изредка вспыхивают звезды, светимость которых в максимуме в десятки тысяч раз больше.

В 1934 г. американские астрономы Цвикки и Бааде предложили такие звезды называть «сверхновыми». Хотя этот термин, по мнению автора настоящей книги, довольно бессмыслен, он получил широчайшее распространение и сейчас является общепринятым для обозначения грандиозного явления взрыва звезд.

В нашей Галактике, являющейся гигантской звездной системой, лишь немногим уступающей туманности Андромеды, также время от времени должны происходить вспышки сверхновых звезд. Но, как уже указывалось выше, это очень редкое явление. С другой стороны, если даже с такого огромного расстояния, как расстояние до туманности Андромеды, вспышка сверхновой почти что была видна невооруженным глазом, то что же можно ожидать, если она вспыхнет «рядом», в пределах нашей Галактики? Здесь, правда, надо сделать одно немаловажное замечание. Из-за поглощения межзвездными пылевыми частицами свет от удаленных от нас галактических объектов будет очень сильно ослаблен. У непосвященного читателя может, конечно, возникнуть вопрос: а почему это не происходит в случае, если сверхновые вспыхивают в удаленных «чужих» галактиках? Ответ состоит в том, что наша Галактика подобно другим спиралям представляет собой весьма уплощенную систему, а Солнце находится всего лишь в десятке парсек от ее плоскости симметрии. Хорошей моделью может служить очень тонкий диск, например, патефонная пластинка. Поглощающая свет пылевая среда расположена в очень тонком слое. Поэтому, если сверхновая вспыхнет на «том конце» диска, ее свет будет проходить много тысяч парсек через пылевой слой и может совсем поглотиться. Другие же галактики, как правило, находятся в направлениях, образующих большие углы с плоскостями галактического диска. Поэтому свет будет проходить через поглощающую среду сравнительно короткие отрезки, порядка сотен парсек.

Несмотря на это, вспышка сверхновой должна в нашей Галактике, как правило, сопровождаться сильнейшим оптическим эффектом. Тот же Лундмарк специально исследовал

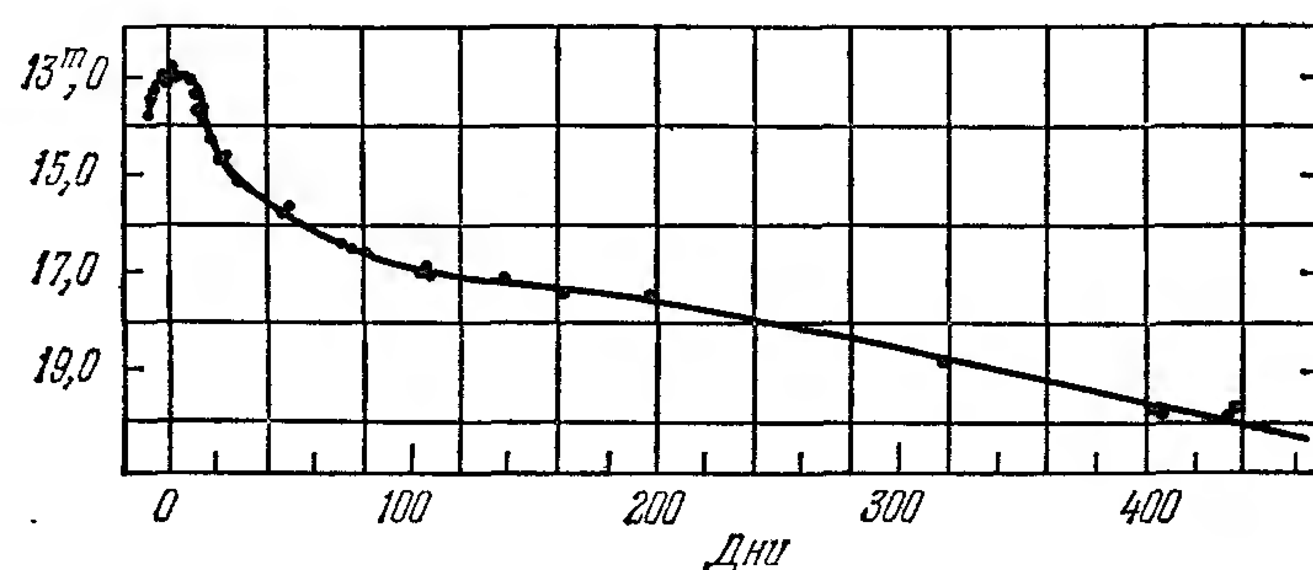


Рис. 15.1. Кривая блеска сверхновой, вспыхнувшей в 1937 г. в NGC 1003.

старинные исторические хроники с целью найти в них указания на внезапно вспыхивавшие звезды, которые в некоторых случаях могли быть сверхновыми. Этим увлекательным делом занимались и до Лундмарка (Биа, Гумбольдт и др.). Но только шведский астроном знал, что надо искать — он искал древние вспышки сверхновых звезд. В своих поисках он добился выдающихся результатов.

Работами Лундмарка и его последователей доказано, что в нашей Галактике за последние 1000 лет наблюдались по крайней мере шесть сверхновых: в 1006, 1054, 1181, 1572, 1604 и 1667 годах. Особую роль в истории астрономии сыграла сверхновая 1054 г., на месте которой находится знаменитая Крабовидная туманность — см. §§ 17 и 19. Но, конечно, ясно, что для изучения этого уникального явления древних хроник совершенно недостаточно — необходимо было наладить специальную наблюдательную службу, чтобы «подкараулить» вспышки сверхновых в других звездных системах, где они происходят на наших глазах. Идея таких поисков очень проста: если в каждой конкретной галактике вспышка сверхновой происходит всего лишь раз в несколько сотен лет, то систематически «патрулируя» много сотен галактик, в среднем каждый год можно надеяться (если не прозевать!) наблюдать одну-две сверхновые. Трудности такого поиска, однако, состоит в том, что заранее *совершенно не известно*, в какой именно галактике произойдет вспышка.

Впервые «службу вспышек сверхновых» осуществил в 1933 г. Цвикки, который для этой цели использовал весьма скромный 10-дюймовый телескоп. Он проводил систематические поиски в 175 площадках неба, в которых находилось большинство сравнительно близких к нам галактик. Таким образом, он внимательно следил за 3000 галактик ярче 15-й величины, из которых 700 были ярче 13-й величины. Результаты этой планомерной работы не замедлили сказаться. Всего за период 1936—1939 гг. он наблюдая в разных галактиках 12 вспышек сверхновых. Учитывая неизбежные несовершенства системы патрулирования, из своих наблюдений Цвикки сделал важный вывод, что в среднем в каждой галактике происходит одна вспышка в 360 лет.

Работу Цвикки проводил в самой тесной кооперации с другими астрономами. Найденные им сверхновые со всей возможной тщательностью исследовались фотометрически и спектроскопически. Были получены кривые блеска этих сверхновых (рис. 15.1), а также их спектры. После перерыва, вызванного второй мировой войной, исследования были возобновлены в 50-х годах с более совершенными наблюдательными средствами. Количество вновь обнаруженных сверхновых резко увеличилось. Так, например, если за период времени 1885—1956 гг. всего было обнаружено 54 сверхновых, то между 1956 и 1963 гг. их было обнаружено уже 82. К 1983 г. всего было зарегистрировано около 500 сверхновых.

Эти исследования показали, что сверхновые отнюдь не представляют собой однородную группу объектов. Прежде всего кривые блеска обнаруживают большое разнообразие. В первом приближении, по своим наблюдательным особенностями, сверхновые делятся на два типа. На рис. 15.2 приведена схематическая кривая блеска сверхновой I типа. После быстрого подъема яркость в течение длительного времени почти постоянна. Затем блеск

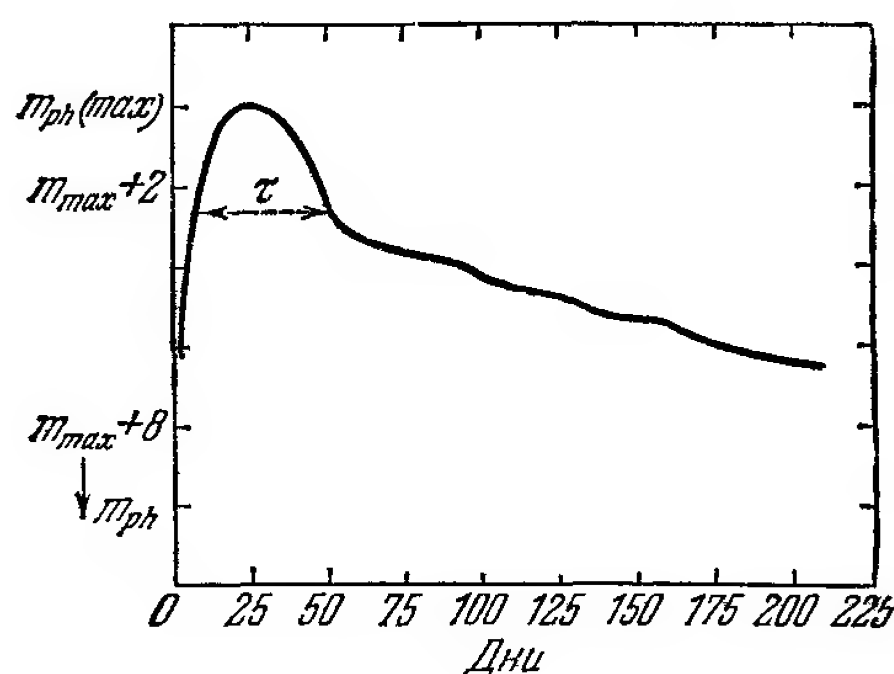


Рис. 15.2. Кривая блеска сверхновой I типа (схема).

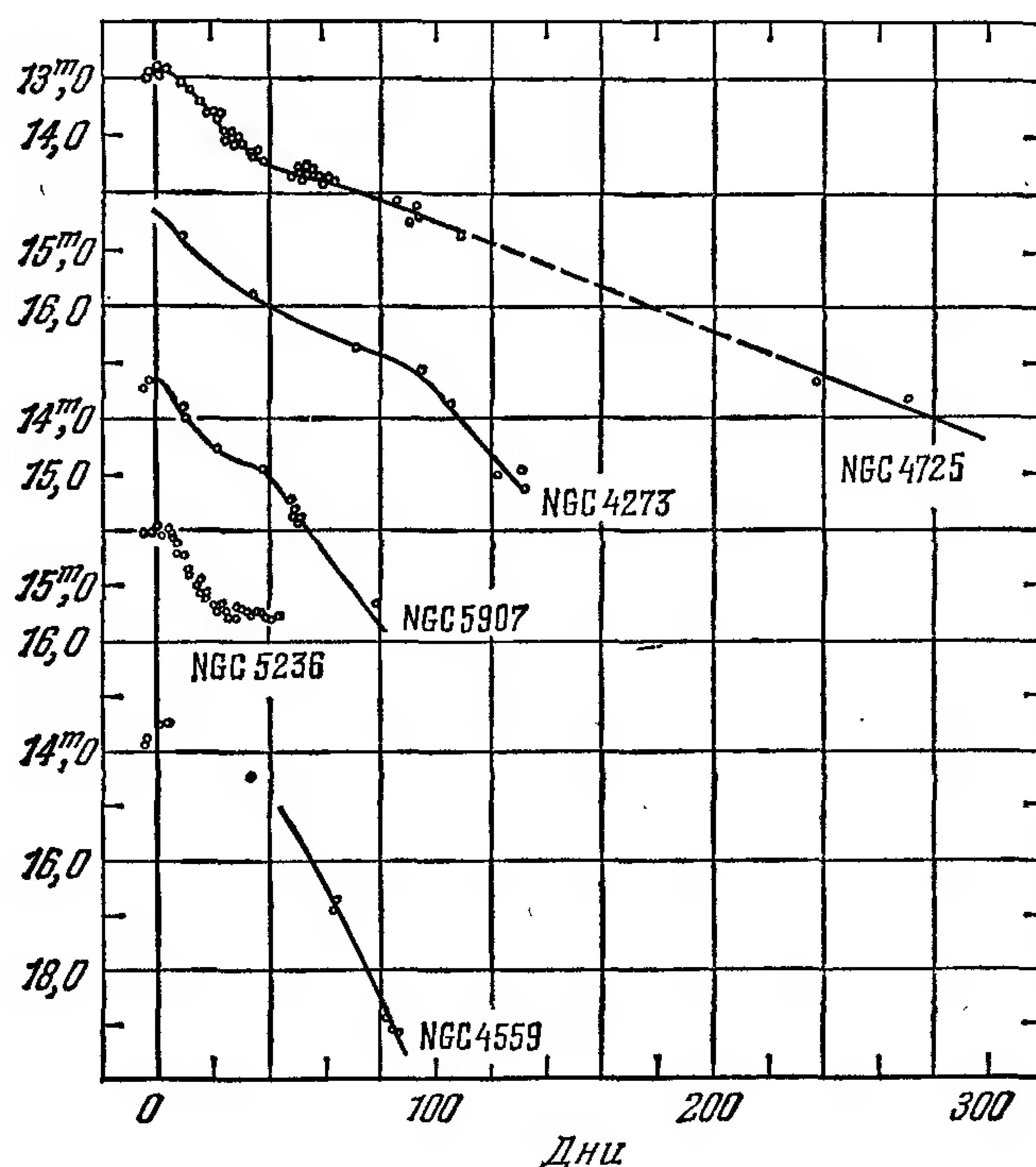


Рис. 15.3. Кривые блеска сверхновых II типа.

сверхновой довольно быстро падает, после чего дальнейшее увеличение ее видимой величины идет почти по линейному закону, что соответствует экспоненциальному уменьшению светимости. Обращает на себя внимание большое сходство кривых блеска у разных сверхновых после максимума. Совершенно другой тип кривых блеска показывают сверхновые II типа (рис. 15.3). Они отличаются большим разнообразием. Как правило, их максимумы «у́же» (т. е. они занимают меньше времени). На заключительной стадии кривые блеска сверхновых этого типа значительно круче. Иногда наблюдаются вторичные максимумы и т. д. Очень вероятно, что сверхновые этого типа не представляют однородной группы объектов.

Зная расстояния до галактик, где произошли вспышки сверхновых, можно найти их абсолютные величины в максимуме блеска. Они близки к -20^m, что соответствует светимости, доходящей до $3 \cdot 10^{43}$ эрг/с — почти в десять миллиардов раз больше светимости Солнца! Зная кривые блеска, можно найти, что всего за время вспышки такая звезда излучает до 10^{50} эрг. Чтобы излучить такое количество энергии, Солнцу надо миллиард лет, а здесь она освобождается за несколько месяцев.

Очень интересной и, несомненно, важной является зависимость типа сверхновой от характеристики галактики, в которой произошла вспышка. Сверхновые II типа вспыхивают

только в ветвях спиральных галактик, между тем как в эллиптических и «неправильных» галактиках вспыхивают только сверхновые I типа. Заметим, однако, что в спиральных галактиках (например, в нашей Галактике) вспыхивают как сверхновые II, так и I типов. Тот факт, что в эллиптических галактиках вспыхивают *только* сверхновые I типа, сам по себе весьма многозначителен. Дело в том, что по современным представлениям, основывающимся на теории звездной эволюции и наблюдательных данных (см. § 12), в составе звездного населения таких галактик практически нет звезд, масса которых превышала бы некоторый предел, близкий к массе Солнца. В эллиптических галактиках почти нет межзвездной среды, и поэтому процесс звездообразования давно уже там прекратился[1]. Следовательно, звездное население таких галактик — это очень старые звезды с малой (не больше солнечной) массой. Когда-то, около 10 миллиардов лет назад, когда в эллиптических галактиках бурно протекал процесс звездообразования, там рождались и массивные звезды. Но сроки их эволюции, как мы видели в § 12, сравнительно невелики, и они давно уже прошли стадию красных гигантов, превратились в белые карлики и другие «мертвые» объекты, о которых речь будет идти в последней части этой книги. Отсюда следует важный вывод, что сверхновые I типа до взрыва — это очень старые звезды, масса которых если и превосходит массу Солнца, то очень ненамного (скажем, на 10—20%). Так как кривые блеска и спектры (см. ниже) всех сверхновых этого типа удивительно сходны, мы можем утверждать, что и в спиральных галактиках (например, в нашей) звезды, вспыхивающие как сверхновые I типа, суть очень старые объекты со сравнительно небольшой массой.

Что касается звезд, вспыхивающих как сверхновые II типа, то логично сделать вывод, что это молодые объекты. Это следует из того простого факта, что они находятся в спиральных рукавах, где из газово-пылевой среды рождаются звезды. Они наблюдаются в сравнительной близости от места своего рождения просто потому, что за время своей жизни еще не успели оттуда уйти. Принимая во внимание, что беспорядочная скорость звезд (и облаков газа) в области спиральных рукавов близка к 10 км/с, а толщина рукава порядка сотен парсек, можно сделать вывод, что возраст звезд, вспыхивающих как сверхновые II типа, не превышает нескольких десятков миллионов лет. Но, с другой стороны, даже ничего не зная о конкретном механизме вспышки (вернее, взрыва) звезды, можно утверждать, что такая «неприятность» с ней может случиться только после того, как она сойдет с главной последовательности и начнет весьма сложный заключительный этап своей эволюции (см. § 12). Какие же звезды «живут» на главной последовательности не дольше, чем несколько десятков миллионов лет? Очевидно, только достаточно массивные звезды, у которых масса во всяком случае превышает 10 солнечных масс (см. § 12). Итак, из очень простых рассуждений мы пришли к выводу, что звезды, вспыхивающие как сверхновые II типа,— это молодые, очень массивные объекты. Когда они находились на главной последовательности, они представляли собой звезды спектральных классов O и B, т. е. горячие голубые гиганты. Однако тот факт, что в неправильных галактиках типа Магеллановых Облаков вспыхивают только сверхновые I типа, явно не вяжется с нарисованной сейчас картиной. Ведь у этих галактик очень много горячих массивных звезд — почему же там не наблюдаются сверхновые II типа?

Как уже подчеркивалось выше, в случае сверхновых I типа вспыхивают очень *старые* звезды, масса которых лишь немного превышает массу Солнца. Закономерный конец эволюционного пути таких звезд — это превращение их в белый карлик с одновременным образованием планетарной туманности (см. § 13). Ежегодно в нашей Галактике образуется несколько планетарных туманностей, следовательно, такое же количество звезд с массой чуть побольше солнечной кончает свой жизненный путь, превращаясь в белые карлики. И только приблизительно раз в сотню лет (может быть, правда, немного чаще; см. § 16)

[1]Исключение могут составлять только самые центральные области таких галактик.

происходит вспышка сверхновой I типа, причем вспыхивающая звезда должна иметь ту же массу, что и «предки» планетарных туманностей. Но это означает, что только одна из сотни звезд с одинаковыми (сравнительно небольшими) массами кончает свой путь как сверхновая I типа. Почему? В чем ее «патология», т. е. какие причины определяют совершенно особый финал ее жизненного пути, так драматически не похожий на судьбу подавляющего большинства ее «подруг»? К этому важному вопросу мы вернемся в конце § 18. Там будет сделана попытка связать воедино такие, казалось бы, различные проблемы астрофизики, как образование белых карликов в результате эволюции красных гигантов, «попутное» образование планетарных туманностей и причина взрыва образовавшихся таким образом белых карликов — взрывов, наблюдаемых как явление вспышки сверхновых I типа.

Так же как и кривые блеска, отличаются друг от друга и *спектры* сверхновых I и II типов. Более «привычный» вид имеют спектры сверхновых II типа. У них на фоне весьма интенсивного непрерывного спектра наблюдаются широкие полосы излучения и поглощения. Из распределения энергии в непрерывном спектре около максимума блеска звезды следует, что температуры излучающих газов очень велики: выше 40 000 K. В этом отношении спектры сверхновых II типа напоминают горячие звезды спектрального класса B. Основные полосы излучения и поглощения уверенно отождествляются с линиями водорода, гелия и некоторых других элементов. Исключительно большая ширина полос объясняется эффектом Доплера, вызванным огромными, в разные стороны направленными скоростями масс газа, который производит излучение и поглощение. Эти скорости доходят до 10 000 км/с. Спектры сверхновых II типа похожи на спектры обычных новых звезд, которые хорошо исследованы и объясняются выбрасыванием во время вспышек значительного количества газа. Разница, однако, состоит в том, что ширина полос излучения и поглощения у сверхновых II типа гораздо больше. Применение надежных астрофизических методов анализа таких спектров позволяет оценить массу выброшенного во время вспышек газа. У сверхновых II типа она превосходит одну солнечную массу, в то время как у обычных новых выбрасывается во время вспышки 10^{-4}—10^{-5} массы Солнца. Само увеличение блеска сверхновой после начала вспышки объясняется непрерывным ростом излучающей поверхности у расширяющейся с огромной скоростью массы газа при непрозрачности последнего. После максимума выброшенная оболочка становится прозрачной и ее дальнейшее расширение влечет за собой *уменьшение* светимости, так как плотность оболочки будет быстро падать. Выброшенная во время вспышки масса газа навсегда порывает связь со вспыхнувшей звездой и движется в межзвездном пространстве, взаимодействуя с межзвездной средой. Такие огромных размеров оболочки — туманности, образовавшиеся после взрыва сверхновых звезд, существуют десятки тысяч лет и представляют собой весьма важные объекты астрономических исследований. Мы о них подробно будем рассказывать в §§ 16, 17, а пока только обратим внимание на большую величину массы, выброшенной во время вспышек сверхновых II тип»; это явно доказывает, что вспыхнувшие звезды были достаточно массивны — результат, который мы получили выше косвенными методами.

Иначе выглядят спектры сверхновых I типа. Они очень похожи друг на друга и, что особенно любопытно, одинаково меняются со временем у разных сверхновых. Можно даже определить по виду такого спектра время, прошедшее после вспышки. Эти спектры имеют вид очень широких, частично перекрывающихся полос излучения. Стечением времени отдельные полосы постепенно исчезают, появляются новые полосы, а относительная их интенсивность меняется. Долгое время астрономы не могли разобраться в спектрах сверхновых I типа, хотя недостатка в гипотезах, конечно, не было. Только лет 25 назад американский астроном Мак Лафлин напал на верный путь. Предыдущие исследователи были «загипнотизированы» широкими полосами излучения в спектрах этих сверхновых, тщетно пытаясь их отождествить. Американский астроном обратил внимание на «прова-

лы» между полосами, истолковав их как *полосы поглощения*, «выедающие» непрерывный спектр. Он получил несколько новых спектрограмм сверхновых I типа, на которых присутствие полос поглощения настолько ярко выражено, что не вызывает сомнения. Эти полосы поглощения Мак Лафлин отождествил с линиями гелия, кальция и некоторых других элементов, причем излучающиеся газы беспорядочно движутся со скоростью $\sim 10\,000$ км/с. В дальнейшем метод, предложенный Мак Лафлином, был успешно применен для расшифровки спектров сверхновых звезд I типа советскими астрономами Ю. П. Псковским и Э. Р. Мустелем.

Ю. П. Псковский исходил из плодотворной идеи, что спектры сверхновых I типа должны быть сходны со спектрами горячих сверхгигантских звезд. Основная часть излучения сверхновых должна состоять из непрерывного спектра, который по мере расширения оболочки сверхновой должен становиться все более «красным». Наблюдения изменений цвета сверхновых I типа обосновывают эту картину. Характерной особенностью спектров горячих сверхгигантов является так называемый «эффект абсолютной величины». Это значит, что в спектре следует ожидать присутствия прежде всего линий поглощения однажды ионизованных атомов достаточно обильных элементов. В спектрах сверхновых эти линии из-за огромной скорости расширения оболочки, доходящей до 20 000 км/с, должны быть сильно расширены (размыты) и значительно смещены в «фиолетовую» (т. е. коротковолновую) сторону.

Наблюдения последних лет полностью подтвердили эту концепцию. Большой удачей была вспышка яркой сверхновой I типа в близкой карликовой галактике NGC 5253 (см. выше). Было получено значительное количество спектров этой сверхновой на разных стадиях ее эволюции. Решающим подтверждением «абсорбционной» интерпретации спектров сверхновых I типа было обнаружение в их спектрах (в частности, в спектре сверхновой в NGC 5253) линий поглощения ионизованного кальция в близкой инфракрасной области, которые имели точно такое же «фиолетовое» смещение, как и сильные линии поглощения в близкой ультрафиолетовой части спектра, отождествляемые с хорошо известными резонансными линиями H и K ионизованного кальция.

Кроме этих линий, являющихся самыми интенсивными, в спектрах сверхновых I типа надежно отождествлена известная резонансная линия натрия и некоторые другие линии. Большое количество спектральных линий в спектре сверхновых I типа пока не удается отождествить, так как эти линии сильно размыты и перекрывают друг друга.

Важным отличием спектров сверхновых I типа от спектров сверхновых II типа является отсутствие у первых сколько-нибудь интенсивных линий водорода. Похоже на то, что обилие водорода по отношению к другим элементам в оболочках сверхновых I типа значительно ниже «нормального», характерного для сверхновых II типа. Это лишний раз говорит в пользу представления о том, что звезды, вспыхивающие как сверхновые I типа,— старые, сильно проэволюционировавшие объекты со сравнительно малой массой.

Новая интерпретация спектров сверхновых открывает возможность решить важную космологическую проблему — надежно определить расстояния до галактик и уточнить характер расширения Вселенной. Из спектральных наблюдений определяется скорость расширения оболочки сверхновой; отсюда непосредственно можно получить линейный радиус фотосферы $R_ф$. Те же наблюдения дают температуру фотосферы T. Отсюда по формуле $L = 4\pi R_ф^2 \sigma T^4$ определяется светимость сверхновой, а следовательно, ее абсолютная величина. Сравнение с видимой величиной (см. формулу (1.3) § 1) сразу же дает *расстояние* до сверхновой, а следовательно,— до соответствующей галактики. Таким образом, было найдено, что так называемая «постоянная Хаббла» (основная величина, характеризующая скорость расширения Вселенной) $H = 55$ км/с · Мпс; отсюда следует, что возраст Вселенной около 15 миллиардов лет. По-видимому, это одно из наиболее надежных определений величины H.

§ 16. Остатки вспышек сверхновых — источники рентгеновского и радиоизлучения

В результате взрыва звезды, который наблюдается как явление сверхновой, вокруг нее образуется туманность, расширяющаяся с огромной скоростью: как правило, порядка 10 000 км/с. Большая скорость расширения есть главный признак, по которому остатки вспышек сверхновых отличаются от других туманностей, например, планетарных. Последние расширяются с довольно умеренной скоростью, порядка немногих десятков км/с, т. е. примерно с той же скоростью, которую следует ожидать при расширении горячего газа в пустоте (см. § 13). Иное дело остатки сверхновых: здесь все говорит о взрыве огромной мощности, разметавшем наружные слои звезды в разные стороны и сообщившем отдельным кускам выброшенной оболочки огромные скорости. Потом, спустя много сотен и тысяч лет, выброшенные при взрыве облака газа начнут тормозиться окружающей средой, с которой они взаимодействуют, их скорости начнут падать и снизятся до сотен и даже десятков километров в секунду. Еще задолго до этого не останется никаких видимых (т. е. наблюдаемых в оптическом диапазоне) следов взорвавшейся звезды. Но еще долгие тысячелетия и десятки тысяч лет будет существовать весьма своеобразная туманность, образовавшаяся при гигантской космической катастрофе — взрыве звезды. Пройдет, однако, сотня тысяч лет, и следы такой катастрофы в межзвездной среде почти сотрутся: остатки сверхновой полностью растворятся в этой среде. И только во многом еще загадочные *пульсары*, в которые превращается существенная часть взорвавшихся звезд (см. следующую часть), еще многие миллионы лет будут излучать радиоволны.

Мы можем рассматривать вспышку сверхновой звезды как сильнейшее локальное возмущение окружающей ее межзвездной среды. Для этого совершенно необязательно знать, каковы были причины взрыва звезды и каковы конкретные особенности взрыва. Надо только знать полное количество энергии, выделившееся во время взрыва в форме кинетической энергии выброшенной газовой оболочки. Кроме того, необходимо знать плотность окружающей межзвездной среды. Аналогичную задачу для сильных взрывов в земной атмосфере (ныне, к счастью, запрещенных большинством стран) решил академик Л. И. Седов еще в 1945 г. Автор этой книги применил в 1960 г. решение Седова к задаче вспышки сверхновой звезды. Будем считать окружающую межзвездную среду однородной с постоянной плотностью газа n_1 атомов в 1 см^3. Теория Седова предполагает, что взрыв является *адиабатическим*, т. е. энергия не покидает область взрыва через посредство излучения. Вспышку сверхновой можно рассматривать как мгновенное выделение тепловой энергии E в точке, которую мы примем за начало координат в момент времени $t = 0$. В некоторый момент времени t возмущением от взрыва будет охвачена межзвездная среда, находящаяся внутри сферы радиуса R_2. Внутри этой сферы температура межзвездного газа, по которому распространяется вызванная взрывом ударная волна, будет очень велика. За пределами среды она скачком падает до нормального (т. е. «невозмущенного») значения. На самой границе сферы, т. е. при $R = R_2$, плотность межзвездного газа в четыре раза превышает невозмущенную плотность. Само применение теории Седова к нашей проблеме предполагает, что межзвездную среду можно считать сплошным сжимаемым континуумом. Такое предположение вполне законно, так как длина свободного пробега атомов и ионов в межзвездной среде, несмотря на огромную разреженность, все-таки го-

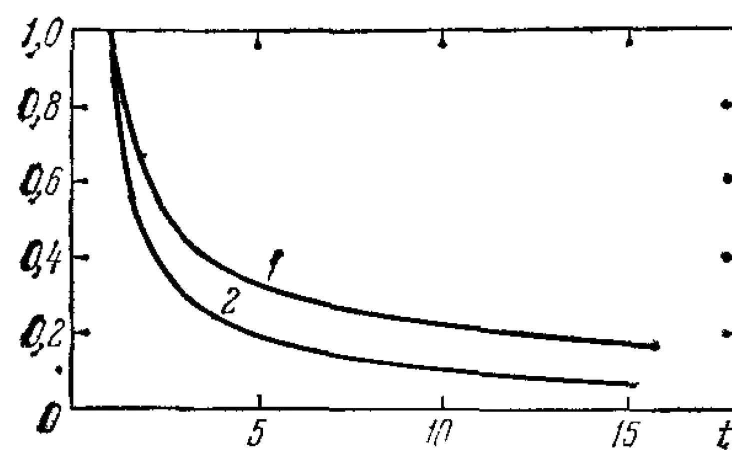


Рис. 16.1. Схема распределения температуры (1) и плотности (2) в ударной волне.

раздо меньше, чем R_2. Согласно теории Седова будут выполняться следующие основные соотношения:

$$\left.\begin{aligned} &R_2 = \left(\frac{2{,}2E}{\rho_1}\right)^{1/5} t^{2/5} = 10^{15}\left(\frac{E}{E_0 n_1}\right)^{1/5} t^{2/5},\\ &T_2 = \frac{3}{25}\left(\frac{2{,}2E}{kn_1}\right) R_2^{-3} = 1{,}44\cdot 10^{21}\left(\frac{E}{n_1 E_0}\right)^{2/5} t^{-6/5},\\ &\rho_2 = 4\rho_1, \end{aligned}\right\} \tag{16.1}$$

где $E_0 = 7{,}5\cdot 10^{50}$ эрг, k — постоянная Больцмана, а плотность межзвездной среды $\rho_1 = m_H n_1$. Второе из этих уравнений имеет простой смысл: вся выделившаяся при взрыве энергия E распределяется между частицами газа, находящегося внутри сферы радиуса R_2, нагревая его до температуры T_2. Более детальные расчеты позволяют получить распределение плотности и температуры внутри сферы, охваченной возмущением от взорвавшейся звезды. Это распределение приведено на рис. 16.1. Из этого рисунка видно, что в центральной области сферы плотность газа очень мала. Газ образует как бы слой с толщиною около ${}^1/_{10}R_2$, Температура этого газа растет по направлению к центру сферы.

Из уравнений (16.1) можно получить скорость увеличения R_2, т. е. скорость расширения фронта ударной волны:

$$v = \frac{2}{5}\left(\frac{2{,}2E}{\rho_1}\right)^{1/5} t^{-3/5}. \tag{16.2}$$

Отсюда следует простое отношение:

$$R_2 = \frac{5}{2}vt. \tag{16.3}$$

Практическое значение этой формулы очень велико, так как она позволяет по измеренной скорости расширения остатков вспышки сверхновой (а это можно сделать, см. ниже), зная R_2, найти *возраст* остатков, т. е. время, прошедшее после взрыва.

Необходимо подчеркнуть, что теория Седова неприменима к сравнительно ранней стадии возмущения межзвездной среды взрывом. На более поздних стадиях, которые вполне удовлетворительно описываются этой теорией, всякие следы облаков газа, выброшенных с огромной скоростью во время взрыва, уже исчезли. Они «растворились» в окружающем межзвездном газе, передав им свою энергию. Масса газа заключенного внутри сферы радиуса R_2, в десятки и сотни раз превосходит массу газа, выброшенную во время взрыва. Это в основном масса межзвездной среды, возмущенной взрывом. В то же время излученная горячим газом за фронтом ударной волны энергия все еще значительно меньше E, первоначальной энергии взрыва. На еще более поздней фазе расширения туманности взрыв уже нельзя рассматривать как адиабатический и теорию Седова опять нельзя применять. За фронтом ударной волны газ успевает сравнительно быстро остыть. При таких условиях сохраняется уже не энергия движущегося газа (как в случае адиабатического взрыва), а его импульс: ${}^4/_3\pi R_2^3\rho_1 v = \text{const}$. Зависимость радиуса от времени будет очень слабая: $R_2 \propto t^{1/4}$. Большинство радиотуманностей — остатков вспышек сверхновых —



Рис. 16.2. Фотография тонковолокнистых туманностей — остатков вспышки сверхновой в созвездии Лебедя.

находятся либо на адиабатической стадии расширения, либо на «переходной», когда начинают играть роль процессы излучения. Поэтому в первом приближении теория Седова к остаткам вспышек сверхновых применима.

Как мы уже подчеркивали выше, задача возмущения межзвездной среды взрывом сверхновой рассматривалась нами идеализированно. Например, не учитывалось магнитное поле, находящееся в межзвездной среде, а также давление релятивистских частиц, находящихся внутри расширяющейся туманности (см. ниже). Можно, однако, показать, что на адиабатической стадии расширения значение этих факторов не является определяющим. Гораздо большее значение имеет то обстоятельство, что, в отличие от нашей идеализированной схемы, межзвездная среда не является однородной. Это приводит к тому, что находящиеся в ней уплотнения будут «обжиматься» распространяющейся от взрыва ударной волной. От этого будут образовываться плотные газовые сгустки, зачастую вытянутой, «нитевидной» формы. Из-за высокой плотности газа в таких «нитях» они будут быстро охлаждаться до температуры в несколько десятков тысяч градусов и при этом станут наблюдаемы методами оптической астрономии. Таким образом, область взрыва будет окаймлена системой тонковолокнистых туманностей. Эти туманности распределены вокруг очага взрыва весьма неравномерно, отражая первоначальное распределение неоднородностей в межзвездной среде, окружающей взорвавшуюся звезду. Обнаруженные несколько десятилетий назад оптическими астрономами системы тонковолокнистых туманностей в созвездии Лебедя были первым свидетельством о существовании огромных возмущений межзвездной среды, обусловленных взрывами звезд. Такую интерпретацию тонковолокнистых туманностей впервые предложил известный голландский астроном Оорт, обратившими внимание на отсутствие горячих звезд, способных возбудить к свечению эти туманности «нормальным» образом, т. е. путем ультрафиолетового излуче-

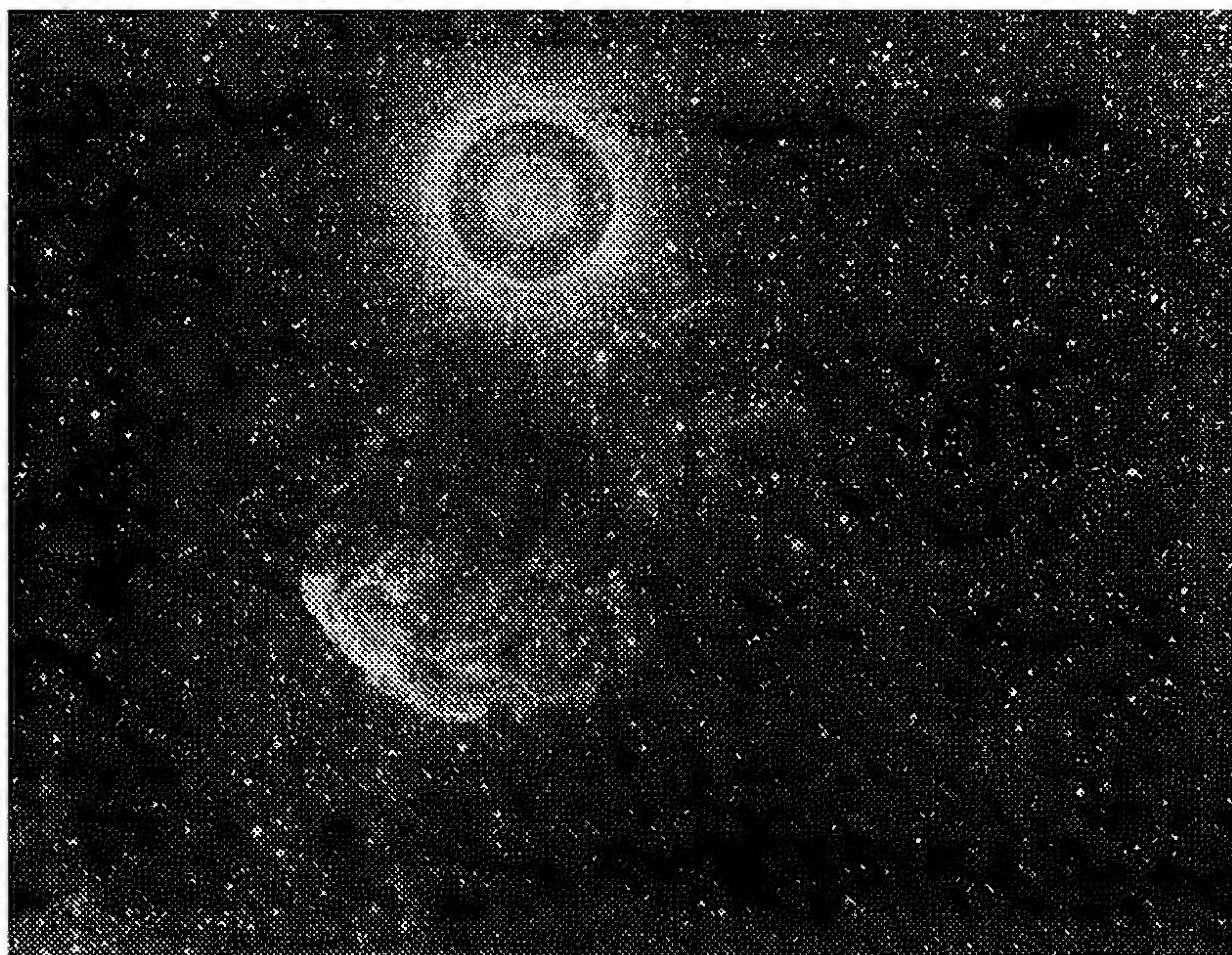


Рис. 16.3. Туманность IC 443 (созвездие Близнецов) — остаток вспышки сверхновой. Вверху — яркая звезда γ Близнецов.

ния. На рис. 16.2 и 16.3 приведено несколько наиболее исследованных тонковолокнистых туманностей. Система таких туманностей в созвездии Лебедя (рис. 16.2) имеет огромные угловые размеры — около 3°. Так как расстояние до этих туманностей известно (около 800 пс), линейный диаметр $2R_2$ системы составляет около 40 пс — величина весьма большая. Ведь в сфере радиусом в 20 пс находится несколько тысяч звезд! На этом примере мы видим, каким большим является возмущение, которое связано со вспышкой сверхновой. Спектр волокон состоит из ряда линий излучения водорода, ионизованных кислорода, азота, серы и других элементов. Анализ смещений длин волн этих линий, обусловленных эффектом Доплера, позволил сделать вывод, что вся система волокон, изображенная на рис. 16.2, расширяется со скоростью до 400 км/с. Отсюда, отождествляя эту скорость со скоростью фронта ударной волны, по формуле (16.3) можно найти возраст этой системы волокон, который оказывается около 20 000 лет. У другой туманности, изображенной на рис. 16.3, возраст получается примерно такой же.

Температура газа на периферии системы тонковолокнистых туманностей в созвездии Лебедя согласно формуле (16.1) должна быть около 3 миллионов кельвинов. Следует представить себе огромную радиусом в 20 пс оболочку, где межзвездный газ нагрет до такой высокой температуры, а в ней заключены сравнительно холодные, плотные нитевидные волокна, изображенные на рис. 16.2. Основная масса газа в оболочке радиусом $R_2 = 20$ пс имеет высокую температуру, а холодные нити — это только небольшие «вкрапления». Аналогичную структуру имеют и другие остатки сверхновых. Таким образом, вплоть до сравнительно недавнего времени основная часть газа, находящегося в остатках вспышек сверхновых, была ненаблюдаема, так как оптическое излучение весьма разреженного, очень горячего газа ничтожно мало.

Развитие рентгеновской астрономии коренным образом изменило эту ситуацию. В 1970 г. был обнаружен источник мягкого рентгеновского излучения на месте системы волокнистых туманностей в созвездии Лебедя. Этот источник имеет угловые размеры, близкие к угловым размерам системы туманностей. Из вида рентгеновского спектра следует, что излучающий газ имеет температуру несколько миллионов кельвинов. Любопытно, что плазма с такой температурой и химическим составом, подобным химическому составу межзвездной среды, должна излучать интенсивные спектральные линии излучения, глав-

ным образом сильно ионизованных атомов кислорода, у которых осталось только 1—2 внутренних электрона. Эти линии находятся в мягкой рентгеновской области спектра и имеют длину около 20 Å. Они действительно обнаружены в рентгеновском спектре волокнистых туманностей в созвездии Лебедя (см. рис. 16.2). В близком будущем рентгеновская спектроскопия таких объектов позволит получить весьма ценную информацию о физических условиях в остатках вспышек сверхновых.

Хотя разрешающая способность современных детекторов космического рентгеновского излучения еще низка (ем. введение), очень большие угловые размеры системы волокнистых туманностей в Лебеде позволяют получить хотя и грубое, но все же вполне реальное *рентгеновское изображение* этого источника. Оно приведено на рис. 16.4. Из этого рисунка прежде всего отчетливо видна *оболочечная структура* излучающей области, что находится в полном согласии с описанной выше теорией. Излучающее вещество находится на периферии огромной, квазисферической области, хотя распределение его весьма нерегулярно.

Это объясняется, как мы уже говорили выше, неоднородным распределением плотности в окружающей взорвавшуюся звезду межзвездной среде. Можно заметить также грубое соответствие между распределением рентгеновского и оптического излучений.

Мы уже упоминали о рентгеновском телескопе, установленном на обсерватории «Эйнштейн». Этот прибор работал в мягком рентгеновском диапазоне, регистрируя кванты с энергией в интервале 0,1—4,5 кэВ. Он обладал неслыханной до этих пор чувствительностью — до $3 \cdot 10^{-14}$ эрг/см^2 $\cdot$ с (при времени накопления квантов от источника около суток).

С помощью этого рентгеновского телескопа был выполнен ряд выдающихся по своему значению наблюдений. В частности, проводилось систематическое исследование остатков вспышек сверхновых. Всего было получено свыше 100 рентгеновских изображений таких объектов. Другими словами, были исследованы *все* известные остатки сверхновых в нашей Галактике и в Магеллановых Облаках. Это дало возможность построить эволюционную последовательность таких объектов, оказавшуюся в полном согласии с развитой нами теорией, основывающейся на формуле Седова (16.1).

До сих пор речь шла об оптическом и рентгеновском излучении туманностей, образовавшихся после вспышек сверхновых. Оба эти вида излучения являются простым следствием высокой температуры в плазме, образующейся за фронтом распространяющейся от очага взрыва ударной волны в межзвездной среде. Однако уже на заре радиоастрономии было обнаружено, что остатки вспышек сверхновых являются мощными источниками радиоизлучения совершенно особой природы. Обнаружение радиоизлучения от остатков вспышек сверхновых, бесспорно, является важнейшим этапом в истории изучения этих объектов. Как мы увидим дальше, исследование радиоизлучения является весьма эффективным методом анализа физических условий в расширяющихся оболочках — остатках взорвавшихся звезд. А это в свою очередь приближает нас к пониманию самого процесса взрыва звезд. Особый интерес представляет еще и то обстоятельство, что открывается возможность чисто радиоастрономическим методом определить расстояние до источников, что имеет, конечно, очень важное значение для понимания их природы. Перейдем теперь к изложению основных результатов наблюдений радиоизлучения остатков вспышек сверхновых.

В 1948 г. английские радиоастрономы Райл и Смит обнаружили на северном небе в созвездии Кассиопеи необыкновенно яркий источник радиоизлучения, названный ими «Кассиопея А». В то время радиоастрономия переживала начальный, «героический» период своего развития. Выдающиеся открытия, совершаемые бывшими офицерами радиолокационной службы, следовали одно за другим. За два года до открытия Кассиопеи А другая группа английских радиоастрономов открыла первый «дискретный» источник радиоизлучения на небе — знаменитый «Лебедь А», который, как выяснилось через 5 лет,

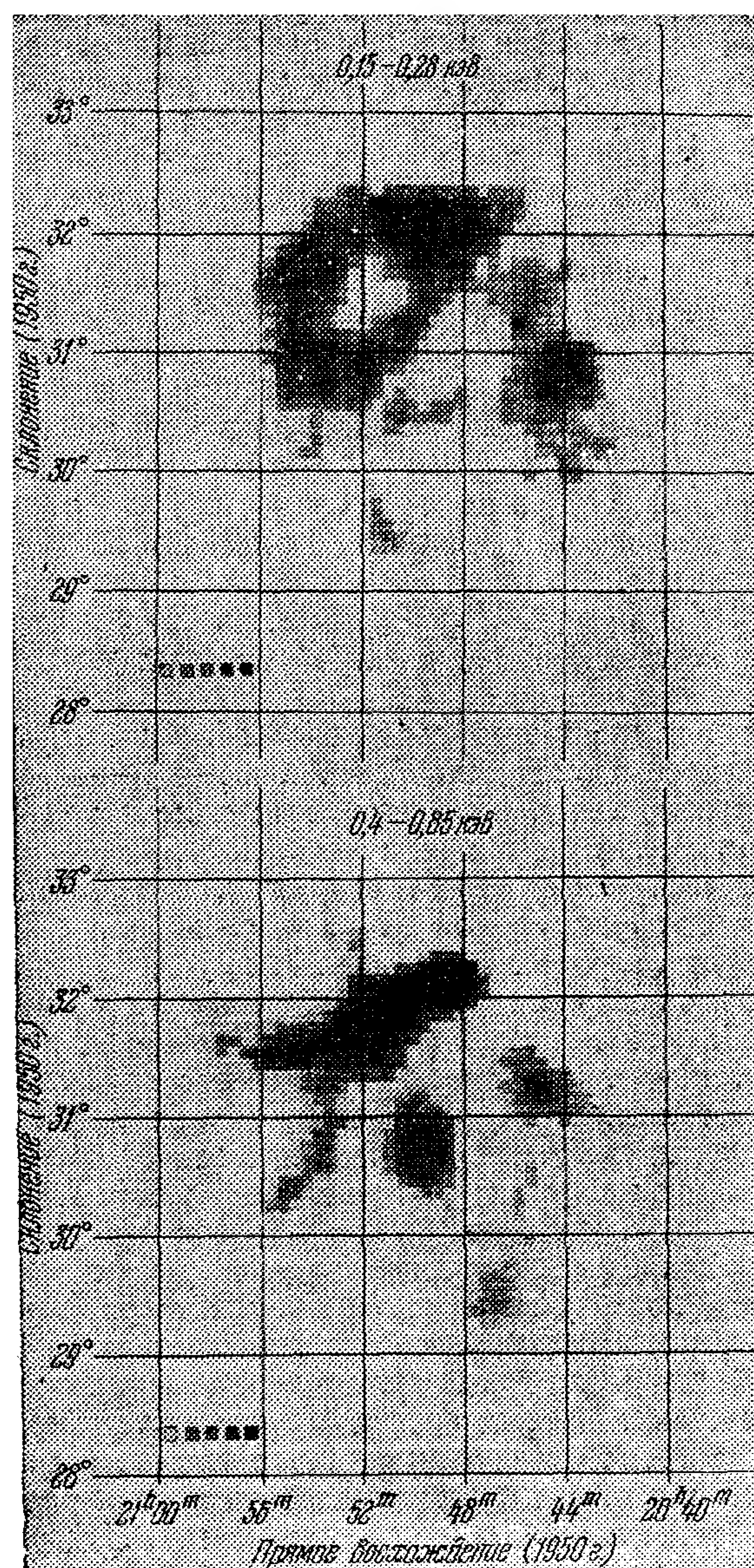


Рис. 16.4. Рентгеновские изображения тонковолокнистых туманностей в созвездии Лебедя в двух спектральных участках.

представляет собой удаленную галактику. Это была первая радиогалактика! На метровых волнах поток радиоизлучения от Кассиопеи А почти в два раза превышает поток от Лебедя А и довольно близок к потоку радиоизлучения от «спокойного» Солнца (т. е. в периоды, когда нет пятен, вспышек и других проявлений активности). Тот факт, что весьма удаленный от нас космический объект посылает поток почти такой же, как и «рядом» находящееся Солнце, сам по себе поразителен. Он говорит о необычности космических явлений в радиодиапазоне и о коренном отличии этих явлений от оптических. Сейчас, спустя 35 лет после открытия Кассиопеи А, радиоастрономия шагнула далеко вперед. На пределе своих возможностей она может зарегистрировать потоки радиоизлучения, в миллионы раз меньшие, чем от Кассиопеи А. Подавляющее большинство слабых источников представляют собой метагалактические объекты. Только малая часть сравнительно ярких известных источников отождествляется с остатками вспышек сверхновых. Вернемся, однако, к Кассиопее А.

Сразу же после открытия этого ярчайшего радиоисточника невольно поразило то обстоятельство, что на его месте решительно ничего примечательного в оптических лучах не наблюдается. Создавалось впечатление, что мощнейший поток радиоизлучения прихо-

дит к нам, что называется, «из пустого места». Однако через три года, в 1951 г., Смит существенно уточнил координаты этого радиоисточника, что позволило американским астрономам Бааде и Минковскому обнаружить на этом месте очень слабую, совершенно необычную туманность, несомненно, связанную с источником радиоизлучения. Дальнейшие исследования показали, что этот источник имеет хотя и небольшие, но вполне определенные угловые размеры — около 5 минут дуги. Клочья и обрывки слабой оптической туманности как раз заполняют всю область, занимаемую источником радиоизлучения.

Весьма характерен радиоспектр Кассиопеи А. Он хорошо представляется степенным законом (см. рис. 16.8 на стр. 182)

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha}, \tag{16.4}$$

где ν — частота, а $\alpha \approx 0{,}8$ во всем диапазоне частот от метровых до сантиметровых волн. Величина α называется «спектральным индексом», а F_ν — «спектральная плотность потока», определяемая как количество энергии, проходящее через единицу поверхности за единицу времени в единичном интервале частот. Заметим, что степенной спектр является типичным для большинства источников космического радиоизлучения. Различные источники отличаются значениями спектрального индекса α, который, впрочем, как правило, меняется в не слишком широких пределах. Такой характер спектра тесно связан с *механизмом радиоизлучения*, о чем речь будет идти ниже.

После 1948 г. в нашей Галактике было открыто несколько источников радиоизлучения, связанных с остатками вспышек сверхновых. В следующем, 1949 г. австралийскими радиоастрономами было обнаружено радиоизлучение от Крабовидной туманности — остатка вспышки сверхновой 1054 г. Через 3 года было обнаружено радиоизлучение от остатков вспышек сверхновых 1572 г. (Тихо) и 1604 г. (Кеплер). После этого был обнаружен протяженный (угловые размеры $\sim 3°$) радиоисточник на месте системы волокнистых туманностей в созвездии Лебедя. Почти одновременно был обнаружен также протяженный источник радиоизлучения в созвездии Близнецов, на месте волокнистой туманности IC 443. Это открытие и дало основание считать эту туманность остатком вспышки сверхновой. В последующие годы было открыто довольно много таких объектов. Все они находятся около галактического экватора, что указывает на их весьма высокую концентрацию к галактической плоскости.

Как правило, остатки вспышек сверхновых представляют собой в рентгеновских и радиолучах неправильные, часто «неполные» оболочки с заниженной интенсивностью в центральной части (см. рис. 16.5). Около 10 лет тому назад у остатков вспышек сверхновых был выделен новый класс объектов, получивших название «плерионы». Это такие остатки, у которых яркость концентрируется к центральной части. Классическим объектом этого типа является знаменитая Крабовидная туманность (см. рис. 17.2), которой будет посвящен следующий параграф. Всего в настоящее время в Галактике известно около десятка плерионов. Наряду с Крабовидной туманностью, большой интерес представляет объект 3С 58, отождествляемый со вспышкой сверхновой, наблюдавшейся в качестве «звезды-гостьи» в 1181 г. Недавно на обсерватории «Эйнштейн» в центре этого объекта как будто бы наблюдался точечный источник.

Встречаются также «гибридные» комбинации плерионов и оболочечных источников. Хорошим примером такой морфологии является объект Паруса X. Похоже на то, что у плерионов радиоспектр значительно более «плоский», чем у «оболочечных» источников. Значение плерионов для радиоастрономии определяется их несомненной связью с *пульсарами* (см. § 20).

Среди довольно протяженных, с низкой поверхностной яркостью радиоисточников,— остатков вспышек сверхновых — резко выделяется Кассиопея А. Этот компактный объект имеет огромную поверхностную яркость (в радиолучах, разумеется), а связанная с ним оптическая туманность резко отличается от тонковолокнистых туманностей, наблюдае-

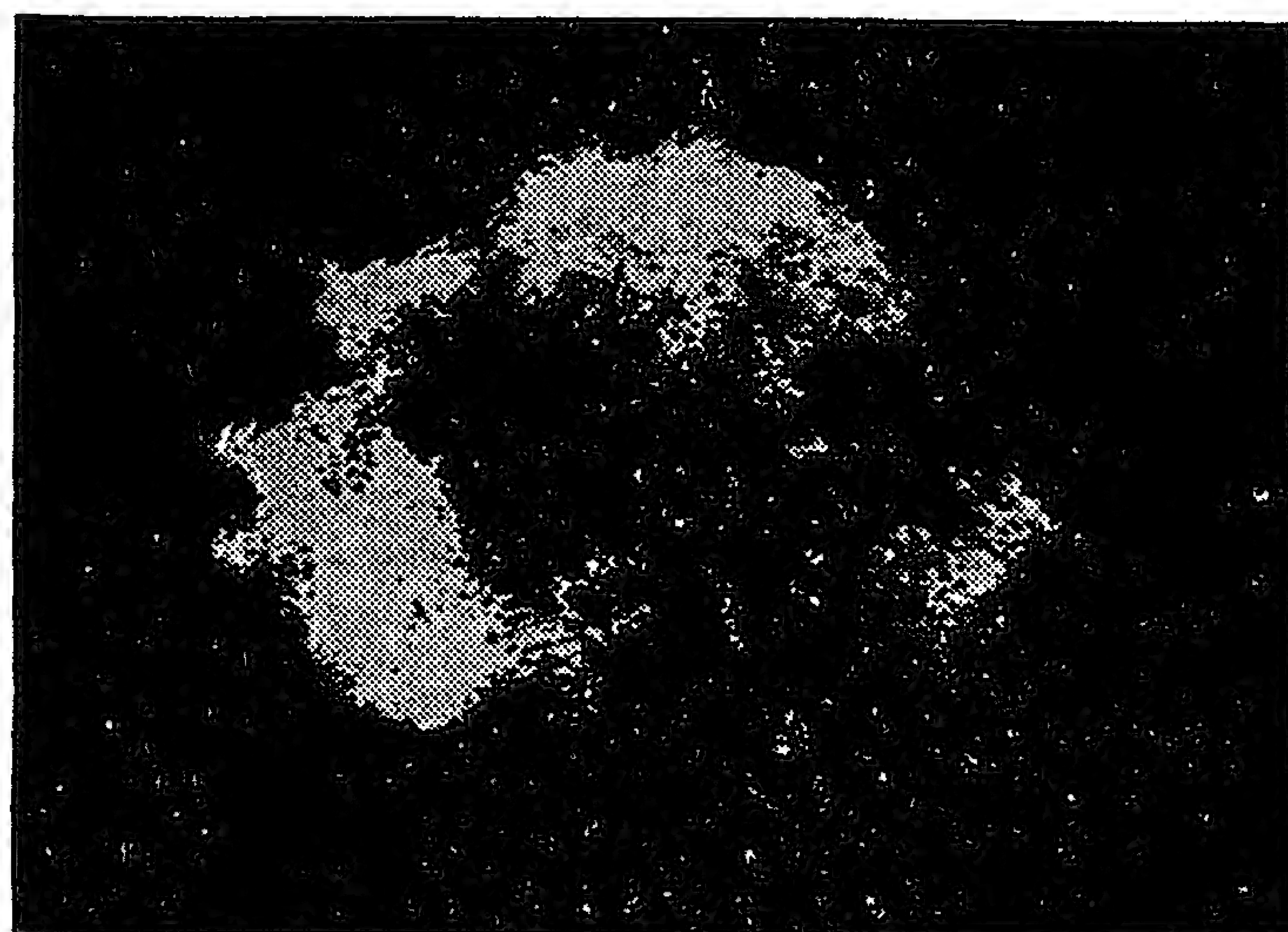


Рис. 16.5. Рентгеновское изображение источника Кассиопея А. Получено на обсерватории «Эйнштейн».

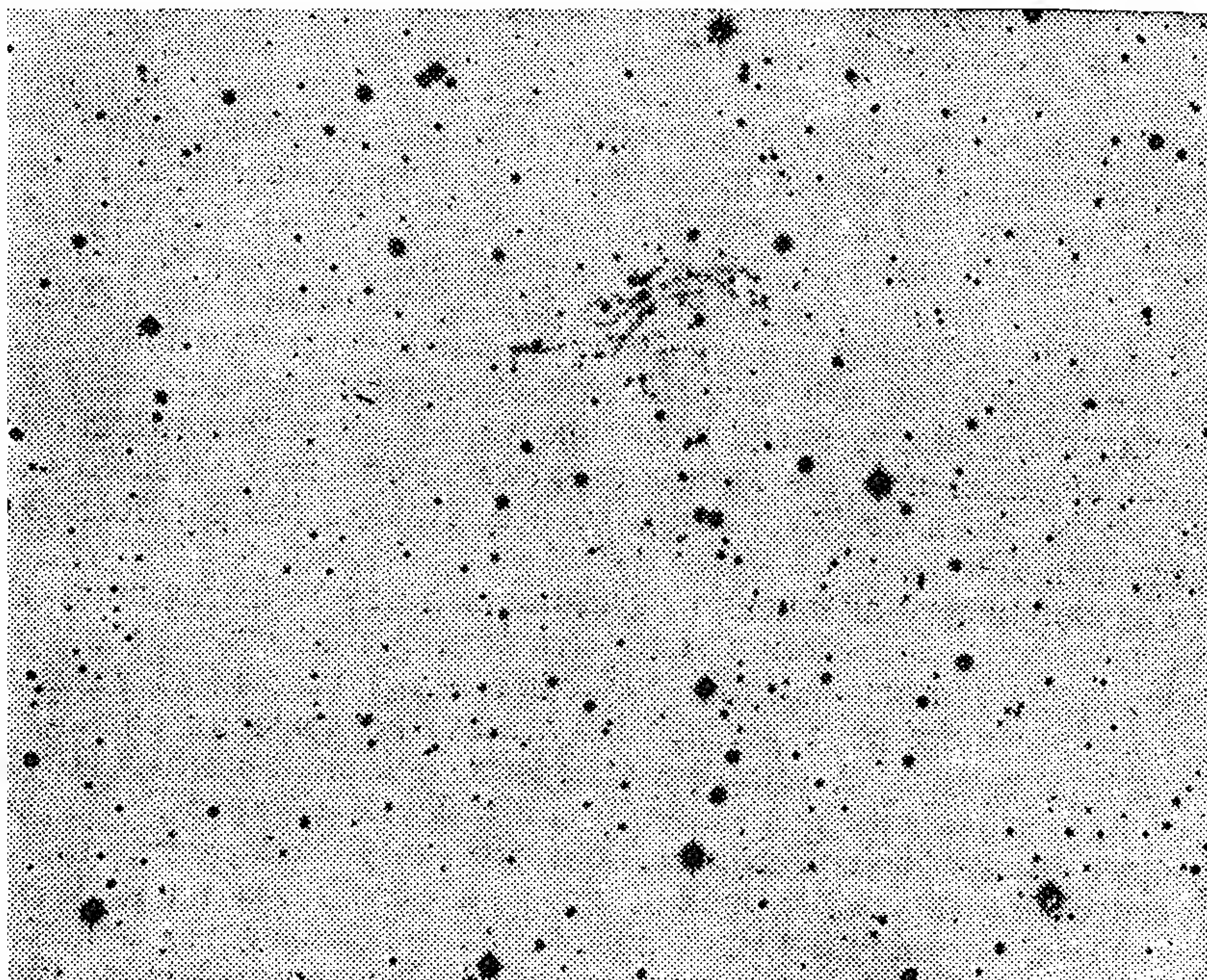


Рис. 16.6. Фотография туманности Кассиопея А в красных лучах.

мых в «старых» остатках сверхновых звезд. Эта туманность имеет настолько необычный вид, что первое время открывшие ее исследователи упорно не желали считать ее остатком вспышки сверхновой. Действительно, вид этой туманности и ее спектр совершенно не похожи ни на Крабовидную туманность и ее спектр, ни на изображенные на рис. 16.2 и 16.3 системы тонковолокнистых туманностей в Лебеде и Близнецах. На рис. 16.6 приведена фотография туманности Кассиопея А, полученная в красных лучах. Видно довольно вытянутое волокно (протяженность его около $3'$) на расстоянии $2'$ от центра туманности и большое количество «звездообразных» пятнышек, покрывающих всю площадь, занятую радиоисточником. Однако эти пятнышки отнюдь не звезды, а газообразные довольно плотные конденсации. Кроме пятнышек имеются также маленькие (до $20''$) вытянутые волокна. Некоторые из них довольно ярки, другие едва различимы. Все эти «обрывки» туманности располагаются в пределах окружности с диаметром немного больше $6'$. Особенно интересны спектры отдельных конденсаций волокон. Линии излучения волокон «диффузного» вида показывают огромные лучевые скорости, доходящие почти до 8000 км/с Наоборот, звездообразные пятна сколько-нибудь значительных лучевых скоростей не обнаруживают. Вся наблюдаемая картина оптической туманности Кассиопея А может быть объяснена следующим образом. Диффузные туманности представляют собой выброшенные во время взрыва звезды облака газа, движущиеся с огромной скоростью через окружающую их межзвездную среду. Важно подчеркнуть, что химический состав быстро движущихся волокон резко отличается от химического состава межзвездной среды. Такие элементы, как кислород, сера и аргон в этих волокнах в десятки раз более обильны (по отношению к водороду), чем в межзвездной среде. Это обстоятельство означает, что выброшенный во время взрыва материал до этого претерпел сложную химическую трансформацию, обусловленную ядерными реакциями. Наблюдения последних 20 лет показали, что эти волокна весьма нестабильны: они появляются как бы в «пустом» пространстве, существуют десяток лет и исчезают. Большие волокна иногда распадаются на малые, причем относительные скорости отдельных частей крупных волокон весьма велики. Вообще, многое в природе физических процессов, происходящих в волокнах Кассиопеи А, пока остается еще не ясным.

Из наблюдаемой скорости расширения систем волокон Кассиопеи А можно получить возраст этого объекта. Оказывается, что взрыв звезды, явившийся причиной образования Кассиопеи А, произошел около 1667 г. (примерно между 1659 и 1675 г.). Представляется удивительным, почему европейские астрономы, которые так успешно наблюдали почти за столетие до этого Новые Тихо и Кеплера, решительно ничего не заметили в созвездии Кассиопеи. Почему же это так получилось? Почему «прозевали» вспышку этой сверхновой в эпоху, когда в Европе уже были обсерватории? Конечно, видимая яркость звезды зависит не только от мощности ее излучения, но и от расстояния до нее. Каково же расстояние до Кассиопеи А?

Первая надежная оценка расстояния до этого источника была получена радиоастрономическим методом. Метод основывается на изучении линии поглощения в радиоспектре источника на волне 21 см. Эта линия образуется в результате поглощения радиоизлучения межзвездными атомами водорода. Так как последние концентрируются преимущественно в спиральных рукавах Галактики, которые имеют друг относительно друга разные скорости, то это отразится на «профиле» линии, которая разобьется на несколько компонент, соответствующих водородному поглощению в различных рукавах. Так как в направлении на Кассиопею А существуют *три* спиральных рукава, а профиль линии поглощения состоит из двух резко выраженных провалов интенсивности, то сразу же можно сделать вывод, что источник радиоизлучения расположен где-то между вторым и третьим рукавом спиральной структуры (рис. 16.7), откуда следует, что расстояние до него около трех тысяч парсек (т. е. около десяти тысяч световых лет). Такое же расстояние получается из сравнения наблюдаемой скорости «расползания» волокон туманности по небесной сфере

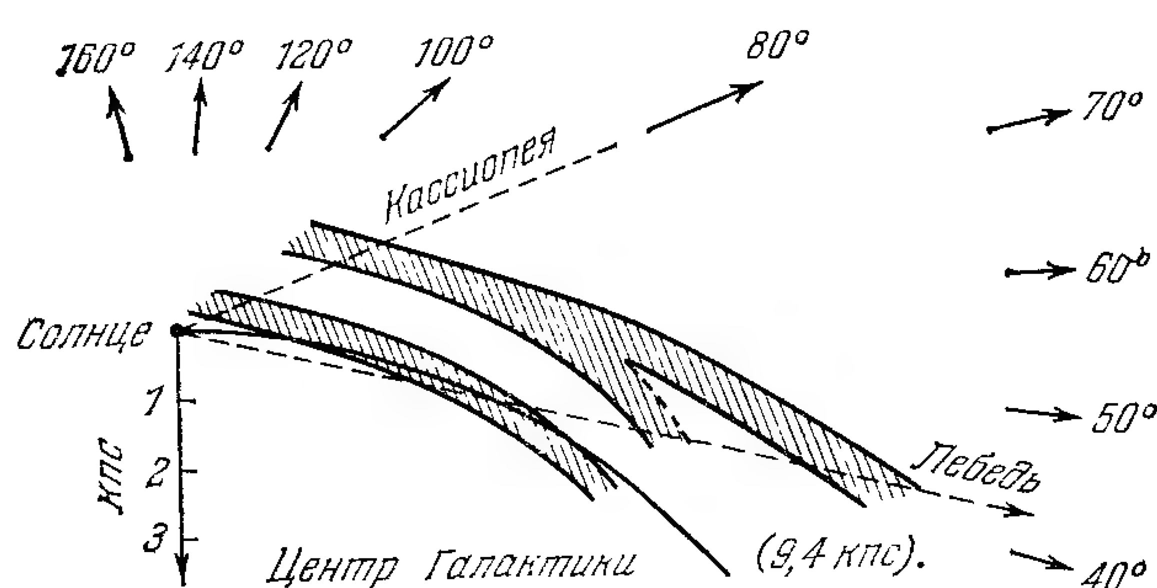


Рис. 16.7. Схема, поясняющая радиоастрономический метод определения расстояния до туманности Кассиопея А.

(они, естественно, определяются в *угловых* единицах, например, секундах дуги в год) со скоростью волокон по лучу зрения, определяемой из измеренного доплеровского смещения спектральных линий.

Итак, расстояние до Кассиопеи А около 3000 пс. Если бы не было межзвездного поглощения света, видимая величина вспыхнувшей сверхновой (абсолютная величина которой, как можно полагать, была около -20^m; см. § 15) была бы -7^m, т. е. она должна была казаться, пожалуй, даже ярче, чем сверхновая 1054 г., так поразившая китайцев, японцев и, возможно аборигенов Северной Америки. Чтобы такое удивительное явление, случившееся в области неба, которая никогда не опускается под горизонт, было бы не замечено, следует принять, что поглощение света должно быть как минимум 7—8 величин (т. е. больше, чем в 1000 раз), и еще дополнительно предположить, что в то время над всей Европой стояла несколько недель подряд ненастная погода, которая как раз случилась тогда, когда сверхновая была в максимуме своего блеска... Конечно, в принципе это может быть. Но поглощение света в направлении Кассиопеи А хотя и велико, но не настолько: около 4,3 звездной величины. О возможной причине ненаблюдаемости этой сверхновой см. § 18.

Выше уже упоминалось, что, кроме быстро движущихся волокон, в Кассиопее А наблюдаются почти стационарные конденсации. Скорее всего, эти конденсации представляют собой сжатый ударной волной межзвездный газ. Похоже, однако, на то, что химический состав этих конденсаций не совсем обычен: азот там аномально обилен по отношению к кислороду. Если это так, то остается только считать, что ударная волна от взрыва распространялась уже не по межзвездной среде, а по оболочке, «вытекшей» из звезды, которая взорвалась как сверхновая. Таким образом, все особенности весьма своеобразного остатка сверхновой Кассиопеи А объясняются молодостью этого объекта.

В 1966 г. было обнаружено рентгеновское излучение от Кассиопеи А. В отличие от рентгеновского излучения от других, гораздо более «старых» остатков сверхновых, рентгеновское излучение от Кассиопеи А значительно жестче. Как мощность, так и спектр рентгеновского излучения Кассиопеи А естественно объясняется теорией, развитой выше. Заметим в этой связи, что в окрестностях Кассиопеи А плотность межзвездного газа повышена ($N_e \approx 10$—20 см$^{-3}$), что обеспечивает необходимую мощность рентгеновского излучения, которая пропорциональна $N_e^2 R^3$, где R — радиус туманности. Большая жесткость теплового рентгеновского излучения от Кассиопеи А объясняется огромной температурой ($\sim 3 \cdot 10^7$ K) плазмы за фронтом волны, что в свою очередь объясняется большой скоростью расширения этой туманности, т. е. в конечном результате — ее молодостью.

Перейдём теперь к основному вопросу о природе радиоизлучения от остатков вспышек сверхновых. В настоящее время обнаружено радиоизлучение практически от всех ионизованных газовых туманностей, как «диффузных», так и планетарных. Однако это излучение, если можно так выразиться, носит тривиальный характер. Оно является чисто

тепловым, и его интенсивность и спектр определяются известным законом Кирхгофа:

$$I_\nu = B_\nu(1 - e^{-\varkappa_\nu l}), \tag{16.5}$$

где I_ν — наблюдаемая интенсивность, $B_\nu(T) = 2kT/\lambda^2$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела, $\varkappa_\nu$ — коэффициент поглощения на данной частоте, l — протяженность источника в направлении луча зрения. Величина $\varkappa_\nu l$ носит название «оптической толщи». При достаточно большой оптической толще

$$I_\nu = B_\nu(T) = \frac{2kT\nu^2}{c^2}, \tag{16.6}$$

т. е. вне зависимости от физических свойств источника она будет иметь некоторое совершенно определенное значение, зависящее только от частоты и температуры излучающего ионизованного газа. Если $\tau_\nu \ll 1$, то формула (16.5) примет вид

$$I_\nu = B_\nu \tau_\nu \propto N_e^2 T^{-1/2} l, \tag{16.7}$$

так как $\varkappa_\nu \propto N_e^2 T^{-1/2}$. Характерно, что в этом случае интенсивность излучения не зависит от частоты. Сам элементарный акт излучения сводится к «столкновениям» между электронами и ионами, движущимися с тепловыми скоростями. Тепловое радиоизлучение от областей H II межзвездной среды, о котором речь шла в § 2, объясняется именно таким способом.

Уже один взгляд на спектр туманностей — остатков вспышек сверхновых, например, Кассиопеи А, говорит о том, что их излучение ничего общего с тепловым не имеет. Последнее на ограниченном интервале изменения ν можно также представить степенным законом $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, где α меняется в пределах от 0 до -2, между тем как у остатков сверхновых спектральный индекс положителен ($\alpha \sim 0{,}5 \div 1{,}0$) на большом интервале изменения частот (рис. 16.8). Далее, сама величина интенсивности радиоизлучения, особенно на низких частотах, достигает огромного значения. По формуле (16.6) мы всегда можем любой интенсивности привести в соответствие некоторую температуру. Последняя носит название «яркостной температуры» (см. § 4). Оказывается, что на метровых волнах интенсивности Кассиопеи А соответствует яркостная температура в сотни миллионов кельвинов. Между тем, как это следует из формулы (16.6), в случае теплового излучения яркостная температура просто равна температуре газа, которая, как правило, порядка десяти тысяч кельвинов. Нельзя также считать наблюдаемое радиоизлучение тепловым излучением весьма горячего газа за фронтом ударной волны, распространяющейся в остатках сверхновых (см. § 15). Вычисленная на основе наблюдаемого рентгеновского излучения (которое является тепловым) интенсивность радиоизлучения, оказывается, имеет ничтожно малую интенсивность. Кроме того, не следует забывать о полном несоответствии наблюдаемых радиоспектров остатков сверхновых спектрам источников теплового радиоизлучения.

Правильная идея, объясняющая радиоизлучение остатков сверхновых (так же как и большинства других источников космического радиоизлучения), была предложена в 1950 г. шведскими физиками Альвеном и Херлофсоном и, независимо, немецким астрофизиком Кипенхойером. В последующие годы эта идея во всех деталях была разработана главным образом в СССР и доведена до уровня весьма совершенной теории. Ее применение к конкретным астрономическим объектам, в частности, к остаткам сверхновых, оказалось очень плодотворным. На основе новой теории удалось объяснить большое количество астрономических наблюдаемых фактов и предсказать ряд новых, которые полностью подтверждались специально поставленными наблюдениями. Что же это за теория?

Из физики уже давно известно, что если электрон движется во внешнем магнитном поле H, то он излучает характерную частоту $\nu_H = eH/2\pi m_e c$, где e — заряд электрона,

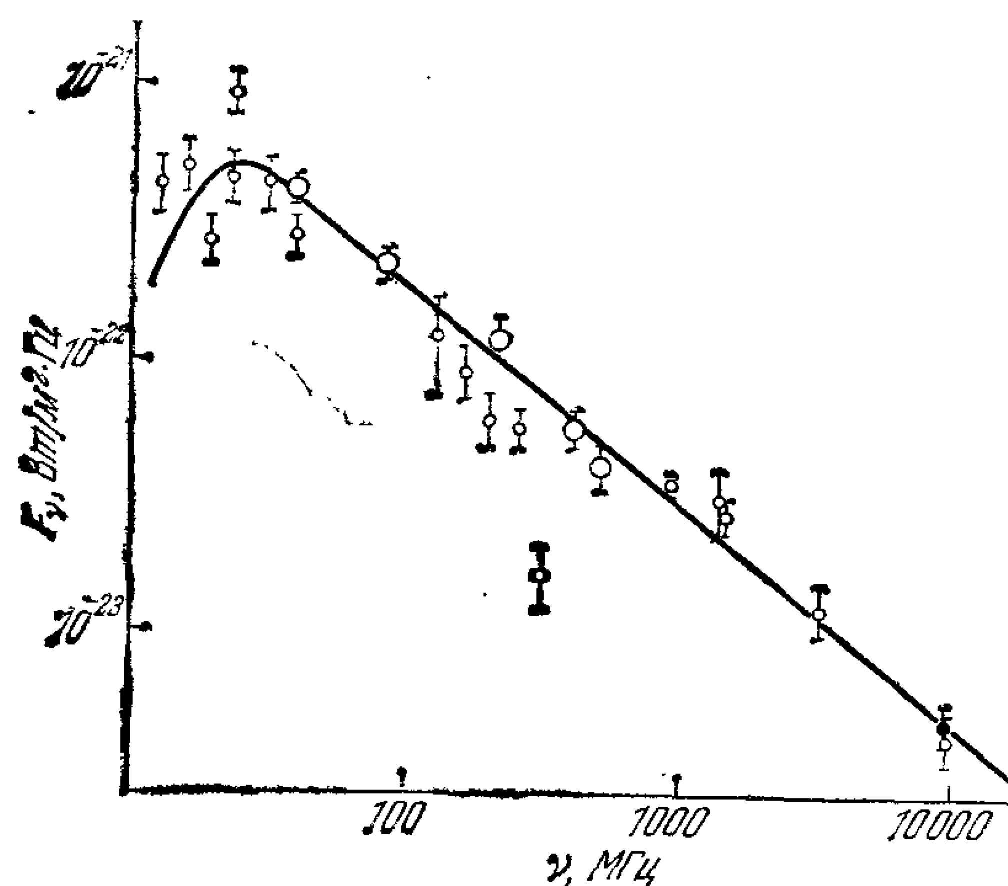


Рис. 16.8. Радиоспектр туманности Кассиопея А.

m_e — его масса. Это та частота, с которой электрон вращается вокруг перпендикулярных к направлению его скорости силовых линий магнитного поля. Если энергия электрона E очень велика и превосходит его энергию покоя m_ec^2 (такой электрон называется «релятивистским»), то характер излучения претерпевает качественные изменения. Прежде всего такой электрон будет излучать не одну определенную частоту, а непрерывный спектр, т. е. огромное количество тесно примыкающих друг к другу частот, причем максимальная интенсивность его излучения будет приходиться на частоту

$$\nu_m = \frac{eH}{4\pi m_ec}\left(\frac{E}{m_ec^2}\right)^2. \tag{16.8}$$

Со стороны низких частот, т. е. для $\nu \ll \nu_m$, интенсивность будет медленно расти с частотой как $\nu^{1/3}$, а для $\nu \gg \nu_m$ круто обрываться. Другой важной особенностью излучения релятивистских электронов является его направленность. Почти все излучение релятивистского электрона будет сосредоточено внутри конуса, ось которого совпадает с направлением мгновенной скорости его движения, а угол раствора $\Theta = m_ec^2/E$. Излучение такого типа давно известно физикам, работающим на ускорителях. Оно получило удачное название «синхротронного».

Для того чтобы «почувствовать» порядок входящих в формулы синхротронного излучения величин, напомним, что энергия покоя электрона $m_ec^2 = 5 \cdot 10^5$ эВ, $\nu_H = eH/2\pi m_ec = 2{,}8 \cdot 10^6 H$. Пусть в магнитном поле движется электрон с энергией $E = 10^9$ эВ, что соответствует энергии мягких космических лучей. Тогда он будет излучать непрерывный спектр, максимальная интенсивность которого будет приходиться на частоту $\nu_m = 1{,}4 \cdot 10^6 \left(\frac{E}{m_ec^2}\right)^2 H = 10^{13} H$. Если напряженность магнитного поля порядка напряженности межзвездных полей, т. е. $H \sim 10^{-5}$, то $\nu_m \sim 10^8$ Гц, чему соответствует длина волны $\lambda = 3$ м. Это характерный диапазон радиоизлучения Галактики. Если бы электрон был нерелятивистским, он излучал бы только одну частоту $\nu_H \sim 30$ Гц, чему соответствует длина волны около 10 000 км. Такое излучение с помощью наземных радиотелескопов наблюдать нельзя — вспомним, что ионосфера пропускает только радиоволны более короткие, чем ~ 30 м. Да и космические радиотелескопы, которые, как можно полагать, в недалеком будущем будут установлены на специальных спутниках, такое «сверхдлинноволновое» радиоизлучение от нерелятивистских электронов вряд ли смогут зарегистрировать. Итак, самой «полезной» особенностью релятивистских электронов является их способность излучать сравнительно высокие, доступные наблюдениям частоты в очень слабых магнитных полях.

Мы рассматривали синхротронное излучение только *одного* релятивистского электрона с данной энергией. В действительности, как показывают результаты исследований первичных космических лучей, состоящих также из релятивистских частиц, последние распределены по энергиям по некоторому степенному закону. Этот закон имеет вид

$$N(E > E_0) = \frac{K}{\gamma - 1} E_0^{1-\gamma}, \tag{16.9}$$

где $N(E > E_0)$ означает число частиц в единице объема, энергия которых больше E_0. Величина γ характеризует энергетический спектр релятивистских частиц. В предположении, что скорости релятивистских электронов ориентированы по отношению к магнитному полю случайным образом, теоретическим путем можно получить формулу, дающую значение интенсивности и спектр синхротронного излучения от множества релятивистских частиц, энергетический спектр которых дается выражением (16.9). Эта важная формула имеет вид

$$I_\nu = 1{,}3 \cdot 10^{-22} (2{,}8 \cdot 10^8)^{\frac{\gamma-1}{2}} u(\gamma) K H^{\frac{\gamma+1}{2}} l \lambda^{\frac{\gamma-1}{2}}, \tag{16.10}$$

где $u(\gamma)$ — числовой множитель порядка единицы, l, как и раньше, означает протяженность области, где движутся релятивистские электроны, по лучу зрения; λ — длина волны излучения. Если подставить вместо последней частоту, воспользовавшись соотношением $\lambda = c/\nu$, то мы сразу же увидим, что формула (16.10) дает степенной спектр синхротронного излучения в полном согласии с наблюдениями. Спектральный индекс α (см. (16.4)) оказывается равным

$$\alpha = \frac{\gamma - 1}{2} \tag{16.11}$$

Формула (16.11), впервые полученная советским радиоастрономом А. А. Корчаком, связывает показатель степенного энергетического спектра релятивистских электронов со спектральным индексом их синхротронного излучения. Так, например, в случае Кассиопеи А $\alpha = 0{,}8$, следовательно, $\gamma = 2{,}6$ — величина, типичная для космических лучей. Можно сказать, что степенной спектр радиоизлучения остатков вспышек сверхновых отражает степенной энергетический спектр релятивистских частиц, ответственных за наблюдаемое радиоизлучение.

Таким образом, мы подошли к важнейшему выводу: в расширяющихся туманностях — остатках вспышек сверхновых звезд — содержится огромное количество релятивистских частиц, т. е., другими словами, космических лучей! Впервые открылась возможность наблюдать первичные космические лучи (точнее, их электронную компоненту) не у поверхности Земли, а в глубинах Галактики и даже Вселенной, ибо радиоизлучение галактик и открытых в 1963 г. квазаров имеет синхротронную природу. Установление этой возможности, открывшей новую эру в изучении космических лучей, пожалуй является одним из важнейших достижений радиоастрономии.

Применяя теорию синхротронного излучения к реальным источникам (например, остаткам вспышек сверхновых), можно найти полное количество находящихся там релятивистских электронов и их энергию, а также напряженность магнитного поля. При этом поступают следующим образом. Прежде всего надо иметь в виду, что в источниках радиоизлучения наряду с электронами должны быть и другие релятивистские частицы, главным образом протоны[1]. Тяжелые релятивистские частицы, однако, практически не излучают, так как их масса слишком велика. Поэтому в радиоисточниках создалась своеобразная ситуация: из всех имеющихся там релятивистских частиц благодаря их синхротронному излучению можно было наблюдать только электроны. Однако в последние годы, благодаря успехам внеатмосферной гамма-астрономии, выявилась возможность наблюдать и протонную компоненту космических лучей. Прогресс в этой важной области связан с успешной

[1] Исключение составляют позитроны.

работой специализированных спутников «SAS-2» и «Cos-B», на которых детально исследовалось обнаруженное незадолго до этого на ракетах жесткое космическое гамма-излучение с энергией квантов $E > 15$ МэВ. Оказалось, что это излучение распределено по небу в виде полосы шириной около 3°, тянущейся вдоль галактического экватора на расстояние ±60°от галактического центра, находящегося в Стрельце. Из спектра этого жесткого излученияИзлучение!жесткое@«жесткое» следует, что существенная его часть обусловлена распадом «пи-ноль» (π^0) мезонов на два гамма-кванта, причем сами π^0-мезоны образуются в результате столкновения релятивистских протонов, входящих в состав первичных космических лучей, с ядрами атомов межзвездного газа. Это как раз и означает, что гамма-астрономия, наряду с радиоастрономией, является весьма эффективным методом изучения первичных космических лучей в местах их локализации (т. е. в Галактике).

Анализ распределения интенсивности космического гамма-излучения по небу позволяет сделать вывод, что первичные космические лучи концентрируются к рукавам спиральной структуры Галактики, где их плотность почти в три раза больше, чем в окрестностях Солнца (расположенного, как известно, между рукавами). Интересно, что на гамма-спутниках было обнаружено значительное повышение интенсивности космического гамма-излучения в области галактических долгот 260°—270°. Важно отметить, что в этой области неба находится один из ближайших к нам ($r = 450$ пс) остатков вспышки сверхновой. Сейчас уже доказано, что упомянутая деталь распределения интенсивности космического гамма-излучения связана с этим остатком, хотя при таком отождествлении были определенные трудности. Гамма-астрономия только начинает развиваться, и, несомненно, мы будем свидетелями новых выдающихся открытий в этой области.

Обозначим энергию всех релятивистских частиц, содержащихся в единице объема (т. е. плотность энергии этих частиц) через $W_{\text{р}}$. Тогда плотность энергии релятивистских электронов можно представить как $W_e = kW_{\text{р}}$, где величина k меньше единицы. Трудность проблемы состоит в том, что значение k, как правило, весьма неопределенно. Из анализа состава первичных космических лучей, наблюдаемых в непосредственной близости от Земли, следует, что $k \sim 0{,}01$. Заметим, в этой связи, что поиски релятивистских электронов в космических лучах были предприняты как раз в связи с успехами приложения синхротронной теории к радиоастрономии. Однако ниоткуда не следует, что величина k во всех источниках, в частности, в остатках вспышек сверхновых, должна быть такая же, как и в окрестностях Земли. Более того, в § 17 мы приведем аргументы в пользу того, что в Крабовидной туманности основную часть релятивистских частиц должны составлять электроны и позитроны. При расчетах, за неимением лучшего, обычно делаются два предположения: $k = 0{,}01$ и $k = 1$. К счастью, на основных выводах, касающихся природы остатков сверхновых, такая неопределенность в значении k отражается не очень сильно.

Существенным является то обстоятельство, что плотность энергии релятивистских частиц $W_{\text{р}}$ не может превышать плотность энергии магнитного поля $W_{\text{м}}$, которая, как известно, равна $H^2/8\pi$. В противном случае магнитное поле не сможет удерживать релятивистские частицы длительное время и они со скоростью, близкой к скорости света, разлетятся по всем направлениям. С другой стороны, вполне может быть такая ситуация, когда $W_{\text{м}} > W_{\text{р}}$. Математически условие удержания релятивистских частиц магнитным полем запишется так:

$$W_{\text{м}} = \frac{H^2}{8\pi} \geqslant W_{\text{р}} = \frac{W_e}{k}. \tag{16.12}$$

Можно показать, что если $W_{\text{м}} \sim W_{\text{р}}$, то полная энергия релятивистских частиц вместе с энергией магнитного поля достигает минимума. Поэтому при расчетах, как правило, применяют дополнительное условие (16.12) и, таким образом, находят нижнюю границу энергий релятивистских частиц и поля в источнике. Похоже на то, что для большинства радиоисточников выполняется условие $H^2/8\pi = W_{\text{р}}$.

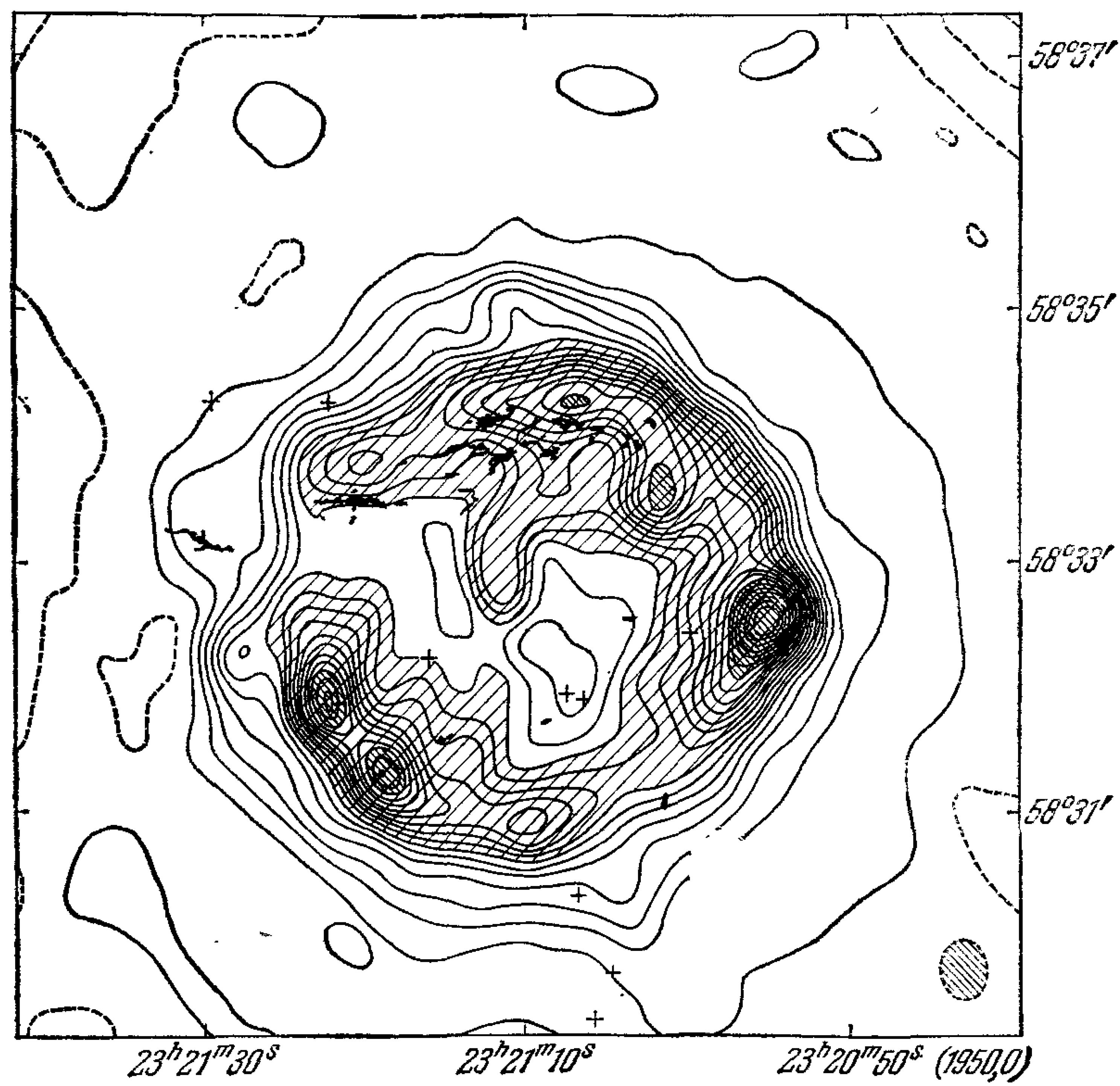
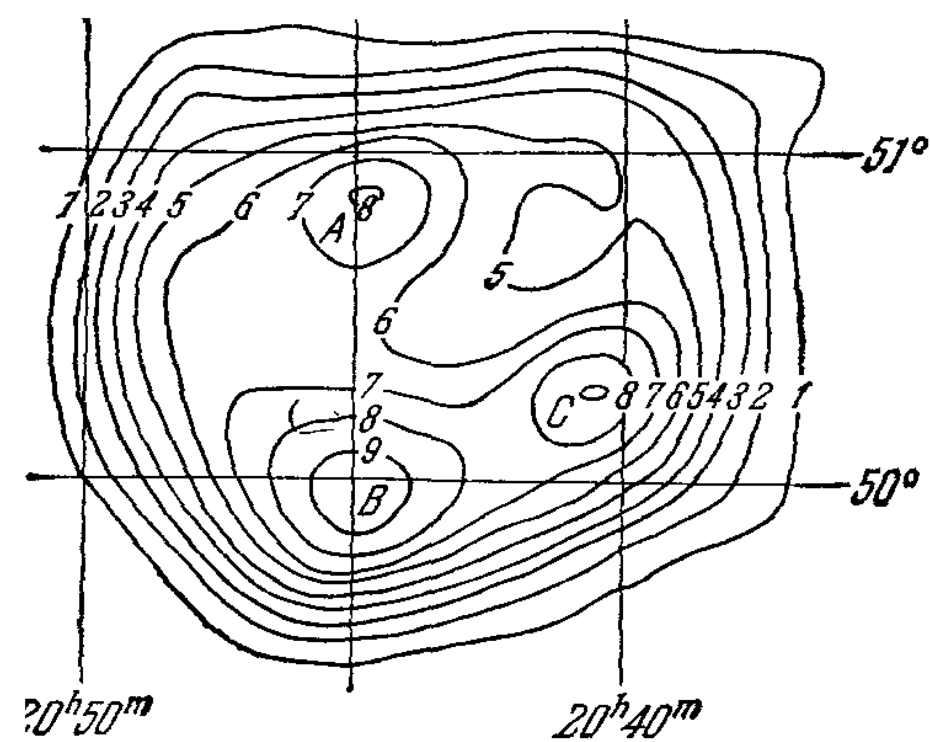


Рис. 16.9. Радиоизображение туманности Кассиопея А.



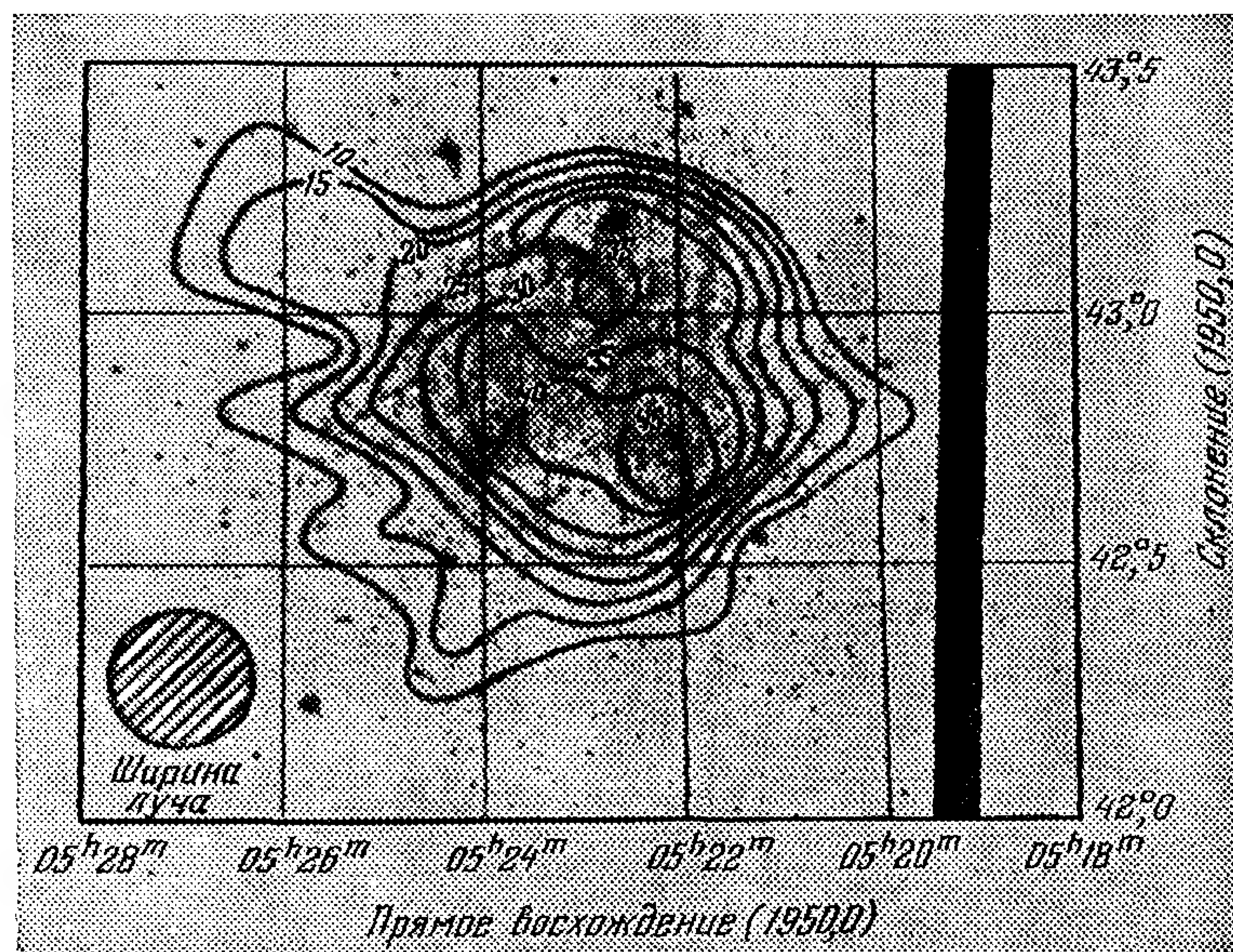


Рис. 16.10. Радиоизображение двух остатков сверхновых.

Распределение интенсивности у протяженных радиоисточников — остатков вспышек сверхновых, довольно сложно. На рис. 16.9 приведено «радиоизображение» туманности Кассиопея А, полученное с помощью радиоинтерферометра с хорошей разрешающей способностью. Хотя структура радиоизображения, приведенная на рис. 16.9, довольно сложна и изобилует большим количеством деталей (там видно по крайней мере 10 маленьких конденсаций), в целом она имеет явно выраженный «оболочечный» характер. Радиоизлучение сосредоточено на периферии некоторого сфероидального объема, причем толщина радиоизлучающего слоя составляет несколько десятых его радиуса. Последний легко оценить из измеренного углового радиуса (около $2'',5$) и расстояния до Кассиопеи А, которое, как мы видели, составляет около 3000 пс. Оказывается, что радиус сфероидального объема, заполненного по периферии релятивистскими частицами, немного превосходит 2 пс. На рис. 16.10 приведены более грубые радиоизображения «старых» остатков сверхновых, полученные с меньшей разрешающей способностью. И в этом случае отчетливо видна оболочечная структура радиоисточников. Следует, однако, подчеркнуть, что все эти оболочки имеют весьма неправильную структуру. Линейные размеры оболочек можно определить по их известным угловым размерам, если знать расстояния до них. В случае системы волокнистых туманностей в Лебеде (см. рис. 16.2) расстояние надежно определяется по измеренным лучевым скоростям волокон и скорости их «расползания» по небу, выраженной в секундах дуги за год (см. § 15). Отсюда следует, что радиус этого источника около 20 пс, т. е. в десять раз больше, чем радиус Кассиопеи А. У других источников, радиоизображения которых приведены на рис. 16.6, радиусы получались по расстояниям, найденным радиоастрономическим методом, о котором речь будет идти ниже. Для большинства таких источников радиусы близки к 10 пс.

Теперь в нашем распоряжении имеются все необходимые данные, чтобы определить энергию релятивистских частиц в остатках вспышек сверхновых и величину имеющегося там магнитного поля. Необходимая для расчетов интенсивность радиоизлучения может быть получена из измеренного значения потока и угловых размеров. Если в пределах данных угловых размеров интенсивность (т. е. яркость) остается постоянной, то приближенно будем иметь

$$I_\nu = F_\nu/\Omega, \tag{16.13}$$

где Ω — телесный угол, под которым видна данная деталь источника, F_ν — поток от этой детали. Зная F_ν для всех деталей, можно найти I_ν для каждой из них, а потом, после суммирования,— полную энергию релятивистских частиц в источнике. Одновременно получается распределение магнитного поля в его пределах. Для грубых расчетов можно даже совсем не обращать внимание на структуру изображения источника, считая его объектом постоянной интенсивности, которую в этом случае можно определить также по формуле (16.13). В этом случае F_ν означает измеренный поток от всего источника, а Ω — телесный угол, под которым он виден.

В случае Кассиопеи А при $k = 1$ вычисления дают значение $W_e = 2 \cdot 10^{48}$ эрг. Этой же величине равна, по условию, энергия W_H магнитного поля в источнике, откуда $H = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ эрстед. Если же, в окрестностях Земли или в источнике Паруса X, релятивистские электроны составляют только один процент от полной энергии релятивистских частиц, т. е. $k = 0{,}01$, то значение W_p увеличивается, согласно расчетам, в семь раз, в то время как напряженность магнитного поля вырастет в 2,7 раза. Следовательно, в этом случае $W_\text{p} \sim 10^{49}$ эрг, а $H \sim 7 \cdot 10^{-4}$ Э. Обратим внимание на огромную величину энергии релятивистских частиц, заключенных в области остатков вспышки сверхновой. Она почти равна всей энергии, которая была излучена за время вспышки звезды. Значение магнитного поля в оболочке сверхновой также довольно велико: оно в сотню раз превышает величину межзвездного магнитного поля.

Аналогичные вычисления, выполненные для других, более «старых» остатков вспышек сверхновых, дают сходные значения $W_\text{p} \sim 10^{48}$ эрг и заметно меньшие значения напряженности магнитного поля. Так, у источника, связанного с волокнистыми туманностями в Лебеде, при $k = 1$ $W_e = W_\text{p} = 2{,}5 \cdot 10^{48}$ эрг, $H \sim 2 \cdot 10^{-5}$ Э, а при $k = 0{,}01$ $W_e = 1{,}7 \cdot 10^{49}$ эрг, $H = 5 \cdot 10^{-5}$ Э. Итак, релятивистские частицы и магнитные поля являются весьма существенным атрибутом остатков вспышек сверхновых, во многих отношениях определяющим эволюцию этих объектов. Это, в частности, связано с большой ролью, которую играет в динамике остатков *давление* магнитного поля и релятивистских частиц. Взаимодействие последних с плазмой, присутствующей в остатках вспышек, осуществляется через магнитное поле: релятивистские частицы оказывают давление на силовые линии магнитного поля, а последнее управляет движением плазмы.

Мы видим, что физические условия в оболочках — остатках вспышек сверхновых определяются сложным переплетением взаимодействий космических лучей, магнитных полей, очень горячей плазмы, образующейся за фронтом ударной волны, и погруженных в эту плазму плотных, сравнительно холодных газовых волокон. Таким образом, синхротронная теория полностью объяснила все особенности радиоизлучения остатков сверхновых. В частности, стала понятной наблюдаемая *линейная поляризация* радиоизлучения от Кассиопеи А, волокнистых туманностей в Лебеде и родственных объектов — остатков вспышек сверхновых. Эта поляризация достигает значительной величины, доходя в отдельных деталях до десятка процентов. Заметим, что тепловое радиоизлучение в условиях сравнительно слабых магнитных полей не может быть сколько-нибудь заметно поляризовано. Между тем синхротронное излучение, как можно понять, почти всегда должно быть поляризовано, так как в излучающем объекте всегда имеется физически выделенное преимущественное направление, связанное с магнитным полем! Только в тех случаях, когда магнитные поля в источнике распределены хаотично, причем масштаб однородностей поля намного меньше размеров источника, поток синхротронного излучения от последнего почти не будет поляризован. Объяснение поляризации источников космического радиоизлучения есть большое достижение синхротронной теории.

Однако любая теория только тогда может быть признана правильной, когда исходя из нее можно предсказать совершенно новое явление, которое после этого наблюдается. В истории астрофизики и радиоастрономии большую роль сыграло предсказание поляризации оптического излучения Крабовидной туманности, которое блестяще подтвердилось наблюдениями. Это предсказание было сделано на основе истолкования давно известного *оптического* излучения этой туманности как синхротронного, о чем подробно речь будет идти в следующем параграфе. Сейчас мы рассмотрим другое следствие синхротронной теории, позволяющее сделать важное предсказание, которое было подтверждено на опыте.

Остатки вспышек сверхновых представляют собой неограниченно расширяющиеся объекты, в конце концов рассеивающиеся в межзвездной среде. Туманность Кассиопея А, которая достаточно подробно описывалась выше, является молодым объектом. Облака газа, выброшенные при вспышке сверхновой, только едва начинают тормозиться межзвездной средой. Они почти полностью сохранили свою первоначальную скорость, приобретенную, во время взрыва. Наоборот, такие объекты, как волокнистые туманности в созвездии Лебедя, IC 443 и аналогичные им, представляют собой достаточно старые остатки вспышек сверхновых. Их линейные размеры в 5—10 раз превышают линейные размеры Кассиопеи А. Скорость их расширения сильно упала. Наконец, и это, пожалуй, самое интересное — мощность их радиоизлучения значительно меньше, чем мощность радиоизлучения Кассиопеи А. Мощность источника пропорциональна произведению квадрата расстояния до него на величину потока. Так как расстояние до волокнистых туманностей в Лебеде почти в четыре раза меньше, чем до Кассиопеи А, а поток радиоизлучения почти в сто раз меньше, то мощность радиоизлучения Кассиопеи А оказывается в полторы ты-

сячи раз больше, чем у такого «старого» объекта, как волокнистые туманности в Лебеде! Таким образом, мы приходим к чисто эмпирическому выводу, что по мере расширения остатка вспышки сверхновой мощность его радиоизлучения сильно уменьшается. Еще в большей степени уменьшается поверхностная яркость «старых» остатков. Например, поверхностная яркость радиоисточника, связанного с волокнистыми туманностями, в сотню тысяч раз меньше, чем Кассиопеи А.

Между тем количество релятивистских электронов, ответственных за синхротронное излучение этих объектов, практически не уменьшается в течение их эволюции. Ведь релятивистские частицы как бы «заперты» в сдерживающем их запутанном магнитном поле, накрепко привязанном к расширяющимся газовым волокнам. По какой же причине происходит столь разительное уменьшение мощности и интенсивности радиоизлучения остатков вспышек сверхновых по мере их эволюции?

Этот вопрос исследовался автором настоящей книги в 1960 г. Оказывается, что по мере расширения радиотуманности должна уменьшаться напряженность магнитного поля. Можно ожидать, что в процессе расширения сохраняется значение магнитного потока, т. е. произведение квадрата радиуса радиотуманности на среднюю величину магнитного поля. Если это так, то магнитное поле такого объекта по мере его расширения должно меняться в первом приближении как R^{-2}, где R — радиус радиотуманности. Есть еще две причины, ведущие к уменьшению мощности радиоизлучения. Первая состоит в том, что в процессе расширения области, в которой заключены релятивистские электроны, каждый из них уменьшает свою энергию обратно пропорционально радиусу области. Это явление вполне аналогично охлаждению газа при его расширении. Кроме того, будет непрерывно уменьшаться угол между направлением движения релятивистских электронов и магнитного поля. Так как для синхротронного излучения имеет значение только составляющая магнитного поля, перпендикулярная к направлению движения электрона[1] (например, если релятивистский электрон будет двигаться строго вдоль поля, он ничего излучать не будет), то это явление равносильно дополнительному уменьшению магнитного поля, что также приведет к уменьшению мощности синхротронного излучения остатков вспышек сверхновых.

Таким образом, есть несколько достаточно серьезных причин для непрерывного уменьшения мощности синхротронного излучения радиотуманностей по мере их расширения. Учет всех этих причин позволяет получить следующую простую формулу для зависимости мощности эволюционирующего источника синхротронного излучения от радиуса радиотуманности на адиабатической фазе расширения последней:

$$L \propto R^{-2(2\alpha+1)}, \tag{16.14}$$

где, как и раньше, α означает спектральный индекс источника. Средняя поверхностная яркость расширяющегося радиоисточника должна убывать по более «крутому» закону:

$$I \propto R^{-2(2\alpha+2)}. \tag{16.15}$$

Эта формула в первом приближении вполне удовлетворительно описывает уменьшение потока и яркости радиоизлучения от расширяющихся остатков вспышек сверхновых. Из нее, например, следует, что когда в процессе расширения линейные размеры Кассиопеи А станут равны современным размерам системы волокнистых туманностей в Лебеде, мощность ее синхротронного излучения упадет во много тысяч раз. Наоборот, когда остатки сверхновой, связанные с тонковолокнистыми туманностями в Лебеде, имели размеры современной Кассиопеи А, то принимая во внимание, что для этого источника $\alpha = 0{,}47$,

[1]Поэтому в формулах для синхротронного излучения, приведенных на стр. 182, вместо H надо поставить $H_\perp$ — составляющую поля, перпендикулярную к скорости релятивистского электрона. Обычно $H_\perp$ близко к H, и эта поправка принципиального значения не имеет.

мощность его радиоизлучения должна была быть в несколько раз больше, чем у современной Кассиопеи А.

Таким образом, теория предсказывает, что потоки радиоизлучения от остатков вспышек сверхновых должны непрерывно убывать. Допустим теперь, что расширение источника происходит с постоянной скоростью, что справедливо для молодых, еще не затормозившихся источников, к числу которых принадлежит Кассиопея А. В таком случае радиус источника пропорционален его возрасту и мы можем переписать формулу (16.14) в виде

$$E_\nu \propto t^{-2(2\alpha+1)}, \tag{16.16}$$

так как поток F_ν пропорционален мощности L_ν, а расстояние r до источника за время его эволюции не меняется.

Обозначим годичное уменьшение потока от такого источника через ΔF_ν. Тогда не представляет труда получить выражение для относительного уменьшения потока за год:

$$\frac{\Delta F_\nu}{F_\nu} = -\frac{2(2\alpha+1)}{T}, \tag{16.17}$$

где T — возраст источника, выраженный в годах. Для Кассиопеи А $\alpha = 0{,}8$, а $T \sim 300$ лет, откуда $\Delta F_\nu/F_\nu \approx 1{,}7\%$ в год, т. е. ожидаемое «вековое» уменьшение потока от Кассиопеи А должно несколько превышать 1,5% в год! Это очень большая, а главное — вполне измеримая величина. Таким образом, последовательное применение теории синхротронного излучения к Кассиопее А позволило предсказать, что этот самый яркий радиоисточник на небе должен как бы «таять» на глазах! Сразу же после опубликования этого предсказания в 1960 г. английские радиоастрономы повторили наблюдение Кассиопеи А *на том же* старом телескопе, на котором был в 1948 г. обнаружен этот замечательный источник. Использование для разновременных наблюдений одного и того же инструмента и тождественной методики значительно уменьшает неизбежные ошибки измерения. Результаты этих наблюдений невольно поразили воображение: за время с 1948 по 1960 г. поток от этого ярчайшего источника уменьшился почти на 15%! Годичное изменение потока оказалось равным $1{,}1 \pm 0{,}14\%$. В последующие годы такие измерения неоднократно повторялись. Разные авторы дают значение $\Delta F_\nu/F_\nu$ от 1,1 до 1,7% в год. Скорее всего, эта величина близка к 1,2% в год, что на 30% меньше теоретического значения, полученного из формулы (16.17). Следует, однако, иметь в виду, что эта формула получена при упрощающем предположении, что $R \propto t$, т. е. туманность совершенно не тормозится. Между тем имеются определенные наблюдательные доказательства, что торможение волокон Кассиопеи А межзвездной средой уже началось. Так, например, положительные лучевые скорости волокон этой туманности систематически больше отрицательных, что означает, что обращенная к нам часть оболочки уже начала тормозиться. Учет этого обстоятельства уменьшает величину $\Delta F_\nu/F_\nu$ до наблюдаемого значения 1,2% в год. Через 30 лет поток радиоизлучения от Кассиопеи А уменьшится почти в 1,5 раза, а в середине прошлого века он превосходил современное значение почти в 10 раз! Жалко, правда, что тогда не было радиоастрономии...

Обнаружение предсказанного теорией быстрого уменьшения потока радиоизлучения от Кассиопеи А есть прямое доказательство правильности синхротронной теории и всех ее выводов. У других, более «старых» радиоисточников — остатков вспышек сверхновых — вековое уменьшение потока обнаружить пока нельзя: слишком медленно меняется их радиус.

Несколько лет назад американские радиоастрономы подтвердили наблюдения горьковских радиоастрономов Станкевича и Цейтлина, установивших, что по мере расширения Кассиопеи А меняется не только ее поток, но и *спектр*. Последний становится все более «плоским». При таком изменении за время ~ 1000 лет спектральный индекс Кассиопеи А

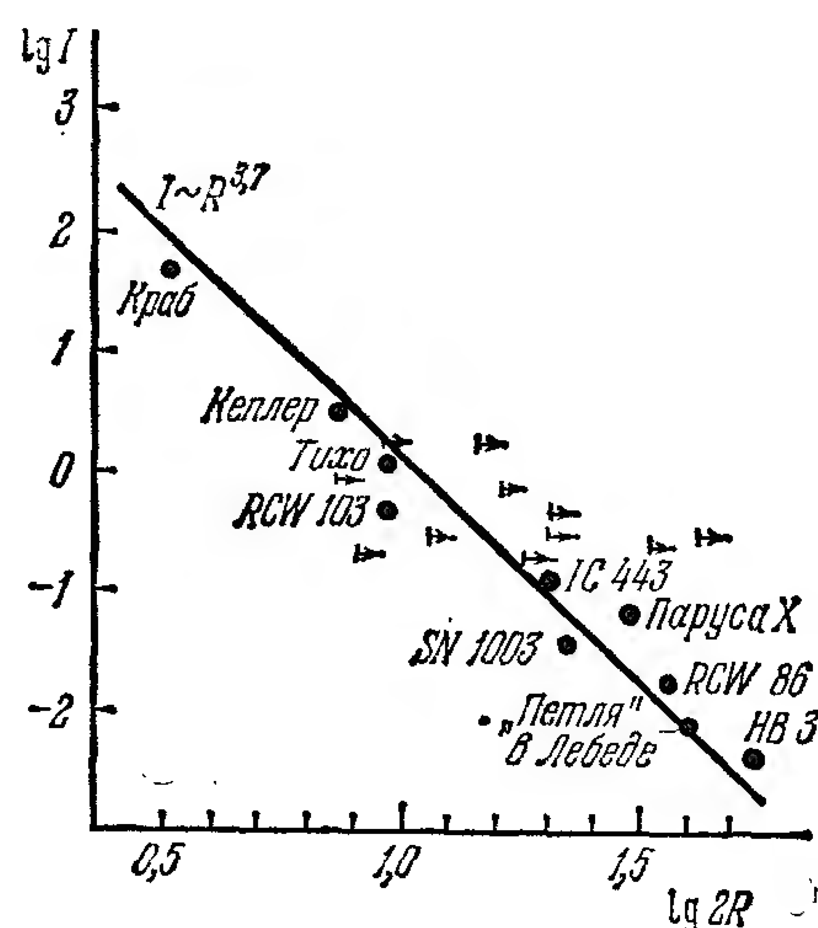


Рис. 16.11. Зависимость поверхностной яркости остатков сверхновых от радиуса.

уменьшится почти вдвое и станет близким к спектральному индексу «старых» остатков. Причина этого интересного явления пока неясна. Скорее всего она связана с молодостью источника Кассиопея A, вследствие чего в нем еще продолжается процесс ускорения релятивистских частиц (см. ниже). На рис. 16.11 приведена зависимость поверхностных яркостей остатков от их радиусов для всех объектов с хорошо известными расстояниями. Хорошо видно, что эта зависимость может быть представлена степенным законом, хотя и более пологим, чем при $\alpha = 0{,}8$. Эмпирически получена зависимость

$$I_\nu \propto R^{-4}. \tag{16.18}$$

Нас не должно смущать, что эмпирический закон убывания радиосветимости по мере роста радиуса более пологий, чем теоретический, описываемый формулой (16.15). Во-первых, не все туманности находятся на адиабатической стадии расширения, во-вторых, спектральные индексы большинства туманностей сравнительно невелики.

Полученной эмпирической зависимостью (16.18) мы воспользуемся для того, чтобы развить новый метод определения расстояний до остатков вспышек сверхновых, которые другими методами определить либо невозможно, либо весьма затруднительно. Этот метод носит статистический характер и по идее вполне аналогичен нашему методу определения расстояний до планетарных туманностей, который был предложен в 1956 г. и вскоре стал общепризнанным. В обоих случаях светимость объектов довольно быстро уменьшается с ростом их линейных размеров по мере расширения[1]. Поэтому разница в размерах разных объектов относительно невелика и в первом приближении расстояние будет обратно пропорционально *угловым* размерам φ. Так же, как и в случае планетарных туманностей, различие в линейных размерах радиотуманности учитывается множителем, зависящим от измеренной их интенсивности (или поверхностной яркости). Кроме того, в окончательную формулу войдут такие характеристики взрыва сверхновой, как выделившаяся полная энергия E и первоначальное магнитное поле H_0 в оболочке. Эти характеристики вполне аналогичны массе выброшенной оболочки у планетарных туманностей. Окончательно формула для расстояний до радиотуманностей имеет вид

$$r \propto E^{0,20} H_0^{-0,15} I_\nu^{-0,20} \varphi^{-1}, \tag{16.19}$$

[1]У планетарных туманностей излучение единицы объема пропорционально N_e^2, а светимость всей туманности $L \propto N_e^2 R^3$. Так как $N_e \propto MR^{-3}$ (где M — масса туманности), то $L \propto M^2 R^{-3}$, а интенсивность $I \propto M^2 R^{-5}$. Отсюда следует, что расстояние до туманности $r \propto M^{2/5} I^{-1/5} \varphi^{-1}$, так как $r = R/\varphi$.

где показатель β зависимости $L_\nu \propto R^{-\beta}$ принят равным трем. В настоящее время эта формула (или ее видоизменения) является основной при определении расстояний до радиотуманностей — остатков вспышек сверхновых, известное число которых уже перевалило за сотню.

Зная расстояния до остатков сверхновых, можно оценить полное количество таких объектов в Галактике. Это количество оказывается порядка 500, причем свыше 100 непосредственно наблюдаются и занесены в каталоги. Так как средний возраст таких остатков близок к 20 000 годам (см. начало этого параграфа), то отсюда можно оценить среднюю частоту вспышек сверхновых в Галактике: примерно одна вспышка за сорок лет.

Из всех остатков сверхновых выделяется один замечательный объект, природа которого, правда, еще окончательно не установлена. Речь идет о знаменитом галактическом «шпуре». Это смешной «перевод» на русский язык английского слова «spur», что попросту означает ... «шпора».

Уже первые радионаблюдения Галактики, выполненные на заре радиоастрономии, выявили в распределении радиояркости по небу одну очень крупную деталь. Известно, что интенсивность космического радиоизлучения имеет значительную концентрацию к галактическому экватору и центру. Однако в 30° от центра из области галактического экватора почти перпендикулярно к нему отходит довольно яркая, сравнительно узкая полоса радиоизлучения, которая тянется на огромное расстояние почти до северного галактического полюса и, описав гигантскую петлю, возвращается обратно к галактическому экватору. В целом «шпур» представляет собой на небесной сфере малый круг диаметром около 110°. Спектр «шпура» указывает на то, что его излучение имеет синхротронную природу. Никаких протяженных, даже очень слабых оптических объектов в области «шпура» не обнаружено.

В разное время предлагалось несколько гипотез, в которых содержались попытки объяснения природы этой весьма значительной детали радиоизлучения Галактики. Наиболее интригующей является гипотеза, согласно которой «шпур» — это не что иное, как остаток вспышки сверхновой, имевшей место несколько десятков тысяч лет назад. Так как поверхностная яркость радиоизлучения «шпура» примерно такая же, как .у радиотуманности, связанной с волокнистыми туманностями в Лебеде, линейный диаметр «шпура» при такой интерпретации должен быть около 35—40 пс. Следовательно, вспышка сверхновой произошла очень близко от Солнца — всего лишь на расстоянии около 25 пс. Это могло случиться примерно 20 000 лет назад — на памяти кроманьонского человека...

Серьезным доводом в пользу гипотезы о «сверхновой» природе «шпура» явилось уверенно обнаруженное мягкое рентгеновское излучение во всей его полосе. Мы уже знаем, что такое рентгеновское излучение является важнейшим атрибутом старых остатков вспышки сверхновых. Отсутствие оптических тонковолокнистых туманностей в области «шпура» не должно рассматриваться как серьезный аргумент против обсуждаемого объяснения его природы. Оптические остатки сверхновых отличаются большим разнообразием. В сущности, мы пока еще плохо представляем, как образуются удивительно тонкие газовые волокна в ударной волне, распространяющейся в межзвездной среде после вспышки сверхновой. Имеется, однако, один важный аргумент против такой интерпретации: никакого повышения интенсивности жесткого гамма-излучения в области «шпура» не обнаружено. Это означает, что релятивистских протонов там мало. И все же представляется весьма вероятным, что около 20 000 лет назад в окрестностях Солнца произошла вспышка сверхновой. Это очень маловероятное событие, так как *в среднем* такое событие должно происходить один раз в несколько миллионов лет. Как же выглядело это явление с точки зрения «кроманьонского наблюдателя»? Прежде всего он видел необыкновенно яркую звезду, видимая величина которой около −17. Освещенность, создаваемая на Земле этой звездой, в сто раз превосходила освещенность от полной Луны, хотя все же была в десять

тысяч раз меньше, чем от Солнца. Так как во время максимума блеска цветовая температура сверхновой II типа около 40 000 K, то основное ее излучение было сосредоточено в ультрафиолетовой части спектра. Поток этого излучения, способного ионизовать верхние слои атмосферы Земли, был ~ 1000 эрг/см$^2 \cdot$ с, что в тысячу раз больше, чем поток такого излучения от Солнца. Из-за этого ионизация верхних слоев атмосферы увеличилась в десятки раз. Однако это губительное для всего живого излучение до поверхности Земли не доходило. Слишком толста «броня» атмосферы нашей планеты.

Важнейшим эффектом от близкой к Солнцу вспышки сверхновой является увеличение уровня первичных космических лучей. Это произойдет тогда, когда расширяющаяся радиотуманность дойдет до Солнечной системы, которая тем самым окажется внутри нее. Из геометрии «шпура» следует, что пока это еще не случилось. Расстояние от Солнечной системы до ближайшей точки радиотуманности должно быть всего 5—10 пс, т. е. весьма незначительно. Потребуется еще несколько десятков тысяч лет, чтобы мы оказались внутри радиотуманности. Что же при этом произойдет? Ничего особенного: интенсивность мягкой компоненты первичных космических лучей увеличится в несколько раз — и только.

Значительно более серьезные последствия для Земли имели бы место, если бы вспышка сверхновой произошла ближе, чем в 10 пс от нас. В этом случае плотность космических лучей может возрасти в десятки раз. Заметим, что такие события в истории нашего Солнца случались очень редко: примерно один раз в сотню миллионов лет. Увеличение плотности космических лучей в окрестностях Солнца будет длиться пару десятков тысяч лет, после чего оболочка радиотуманности удалится и через сотню тысяч лет «космический фон» вернется к своему первоначальному «невозмущенному» значению.

Какие же последствия может иметь столь значительное увеличение плотности первичных космических лучей в окрестностях Солнца? Прежде всего это может (могло бы!) иметь довольно серьезные биологические (точнее, генетические), последствия для многих видов животных и растений, населяющих (или населявших) нашу планету. Известно, что эволюция видов регулируется естественным отбором, являющимся ее движущей силой. Вместе с тем, естественный отбор определяется условиями внешней среды. Неизбежно происходящие мутации сохраняются в потомстве, если они благоприятны для выживания вида. Наличие повышенной радиоактивности в приземном слое воздуха является одной из причин «спонтанных» или самопроизвольных мутаций. Значительное увеличение частоты мутаций по причине повышенной радиоактивности воздуха может повлечь за собой самые серьезные последствия для многих видов. Однако различные виды по-разному реагируют на жесткое облучение. Для видов с коротким циклом размножения для увеличения частоты мутации в два раза требуется увеличение дозы облучения в тысячу раз, в то время как для долгоживущих форм достаточно для этого увеличить дозу в 3—10 раз.

Нами совместно с В. И. Красовским довольно давно была высказана гипотеза, объясняющая известное вымирание рептилий в конце мелового периода вспышкой вблизи Солнца сверхновой звезды. В настоящее время, однако, существующих палеонтологических данных недостаточно, чтобы подтвердить (или опровергнуть) эту гипотезу. Следует еще заметить, что для отдельных видов животных и растений увеличение уровня жесткой радиации могло быть фактором, благоприятствующим их эволюции. Не этим ли объясняется пышный расцвет растительности в каменноугольный период? Наконец, само возникновение жизни на первобытной Земле могло стимулироваться высоким уровнем радиации.

§ 17. Крабовидная туманность

Не будет преувеличением сказать, что ни один космический объект не дал астрономии столько ценнейшей, принципиально новой информации, как Крабовидная туманность. В самом деле, Крабовидная туманность была первым галактическим объектом, с которым был отождествлен источник радиоизлучения. (Это произошло в 1949 г.) Она же была первым галактическим объектом, отождествленным с источником рентгеновского излучения (1963 г.). В Крабовидной туманности впервые был обнаружен совершенно новый тип оптического излучения, дотоле неизвестный астрономам (см. ниже). До этого единственным известным астрономам видом оптического излучения было тепловое излучение звезд и туманностей. Новая интерпретация оптического и радиоизлучения в сочетании с анализом рентгеновского, гамма- и радиоизлучения впервые выявила огромное значение заряженных частиц сверхвысоких энергий и магнитного поля в динамике и эволюции многих космических объектов, главным образом метагалактических. Выяснение природы этой замечательной туманности помогло развитию современных астрофизических представлений, согласно которым в масштабе галактик, скоплений галактик и Метагалактики космические лучи играют не менее важную роль, чем «классические» компоненты материи — звезды и межзвездная среда. В самом конце 1968 г. Крабовидная туманность преподнесла астрономам очередной сюрприз: в ее центре находится самый замечательный из всех известных *пульсаров*. О нем будет много сказано в следующей части этой книги. Здесь мы только подчеркнем, что и в этом случае Крабовидная туманность оказалась первым известным космическим объектом, генетически связанным с пульсарами—этим совершенно новым типом населения Галактики. Автор книги ждет новых «сюрпризов» от этой так много уже «поработавшей» для астрономии туманности. В частности, он не будет удивлен, если пульсар в Крабовидной туманности окажется первым объектом, от которого будет обнаружено гравитационное излучение (см. § 24).

В последнее время считают, что Крабовидная туманность представляет собой остаток вспышки сверхновой II типа. В пользу этого вывода говорит ее сравнительно большая масса (1—2 $M_{\odot}$) и аномально богатый гелием химический состав ее газовых волокон (см. ниже). Последнее обстоятельство указывает на то, что перед взрывом звезда, «породившая» Крабовидную туманность, прошла существенную часть своего эволюционного пути. Современные оценки первоначальной массы звезды, вспыхнувшей в 1054 г. как сверхновая, дают значение около 10 солнечных масс.

Еще в XIX веке Крабовидная туманность была объектом исследования ряда выдающихся астрономов. Однако большинство этих наблюдений были визуальными. Знаменитый английский астроном-наблюдатель лорд Росс был, пожалуй, первым, кто обратил внимание на волокнистую структуру Крабовидной туманности. Он же был «крестным отцом» этой туманности, назвав ее из-за характерной формы «Крабом». На рис. 17.1 приведена зарисовка этой туманности, сделанная Россом в 1844 г., где она действительно похожа на краба. При всей своей наивности этот рисунок вполне соответствует современным фотографиям (рис. 17.2). В частности, знаменитый «залив» этой туманности, хорошо видный на фотографии, и определяет две «клешни» «краба».

Первая фотография Крабовидной туманности была получена в 1892 г. Спектр Крабовидной туманности начал исследоваться уже в XX столетии известным американским



Рис. 17.1. Зарисовка Крабовидной туманности, сделанная лордом Россом.



Рис. 17.2. Фотография Крабовидной туманности.

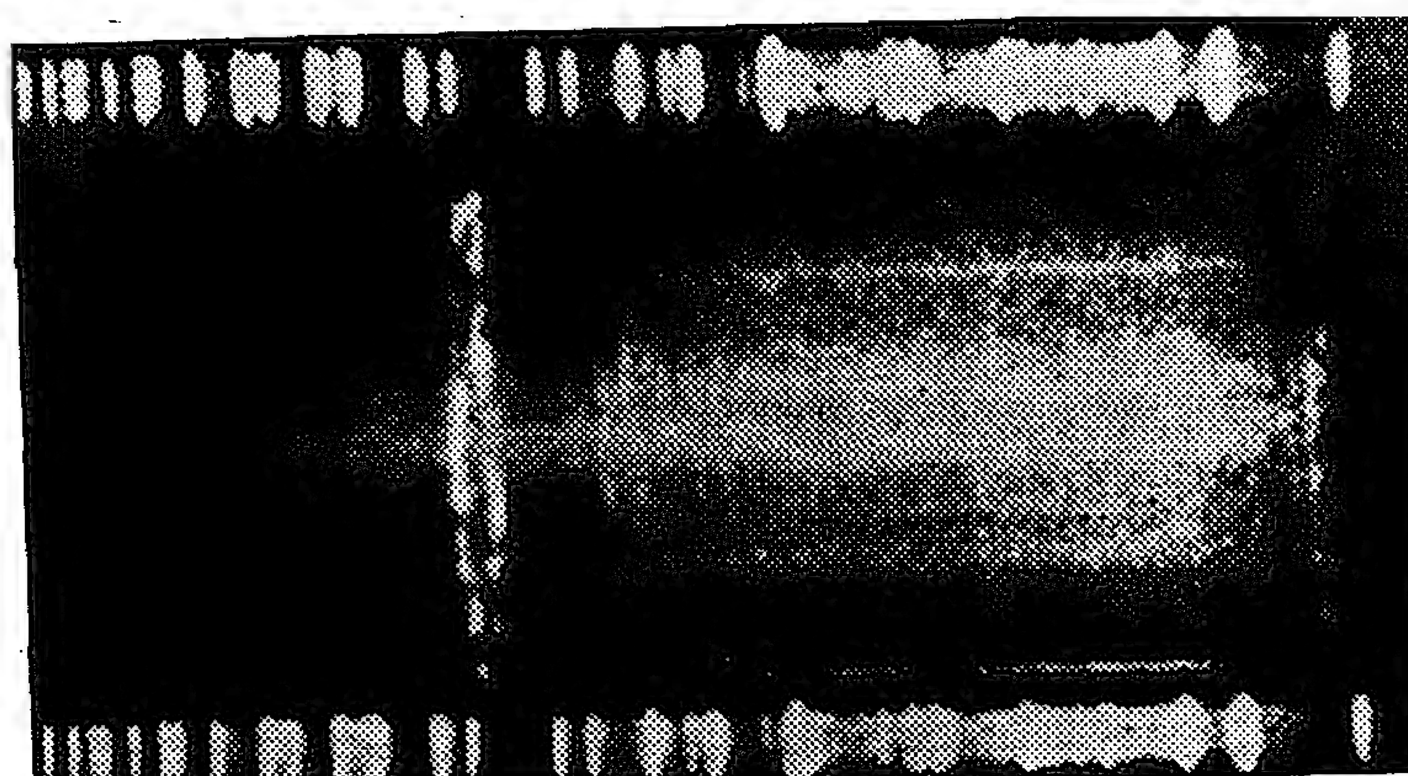


Рис. 17.3. Раздвоение линий излучения в спектре Крабовидной туманности.

астрономом Слайфером (1913—1915 гг.). В частности, он первым обратил внимание на раздвоение ее спектральных линий излучения (рис. 17.3), ошибочно объяснив его... эффектом Штарка, который незадолго до его наблюдения был открыт в лаборатории. Конечно, сейчас такая «интерпретация» может вызвать улыбку. Не будем, однако, слишком строги к замечательному астроному, сделавшему немалое число важных открытий[1]: ведь в то время астрофизика была в эмбриональном состоянии. Слайфер же первым обратил внимание на яркий непрерывный спектр Крабовидной туманности, на который накладываются линии излучения. В дальнейшем ряд астрономов занимался спектроскопическими исследованиями этой туманности. Мы теперь кратко опишем ее спектр. В первом приближении он похож на спектры планетарных туманностей. Наиболее яркими линиями излучения являются характерные «запрещенные» линии ионизованных кислорода, азота и серы. Наблюдаются также более слабые линии водорода. Однако, в отличие от всех известных газовых туманностей, в том числе и планетарных, Крабовидная туманность имеет очень яркий непрерывный спектр. Конечно, и в газовых туманностях наблюдается сравнительно слабый непрерывный спектр, в частности, образующийся при одновременном излучении двух квантов (так называемый «двухфотонный процесс», на котором останавливаться здесь мы не можем). Однако в Крабовидной туманности только несколько процентов полного излучения сосредоточено в линиях, между тем как в планетарных туманностях картина совершенно обратная.

Знаменитый американский астроном-наблюдатель Бааде еще в конце тридцатых годов получил исключительно интересные фотографии Крабовидной туманности через светофильтры. На рис. 17.4 приведена фотография, полученная на 100-дюймовом телескопе обсерватории Маунт Вилсон через фильтр, пропускающий известную красную линию водорода H_α и близко расположенные к ней линии ионизованного азота. Эта фотография сильно отличается от фотографий, снятых в белом свете (см. рис. 17.2). Видна изумительной красоты ажурная сеть тонких волокон, охватывающих всю туманность по ее периферии. Из этой фотографии следует, что спектральные линии излучаются не всем объемом туманности, а только сетью волокон, в то время как непрерывный спектр излучается всем объемом туманности. Структура областей, излучающих только непрерывный спектр, была получена на фотографии, снятой через специальный фильтр, в пределах «полосы пропускания» которого нет сколько-нибудь интенсивных линий излучения (рис. 17.5). Эта фотография разительно отличается от приведенной на рис. 17.4. Неспециалисту может показаться, что речь идет о двух совершенно различных объектах! Структура туманности на этой фотографии выглядит гораздо более «диффузной» или «аморфной», чем на рис. 17.4. По-разному распределены и яркие детали. Таким образом, эти фотографии доказывают, что Крабовидная туманность состоит из двух отдельных частей: «ажурной» сетки тонких газовых волокон, расположенных в виде оболочки по периферии туманности, и занимающей практически весь объем «аморфной», излучающей непрерывный спектр субстанции, природа которой многие годы оставалась загадочной.

Туманность имеет форму довольно правильного эллипса, угловые размеры которого приблизительно равны $4' \times 6'$. Обратим внимание, что вблизи центра этого эллипса находятся две слабые звездочки 16-й величины, расположенные на расстоянии около $5''$ друг от друга. Южная (на фотографии — нижняя) из этих звездочек сыграла выдающуюся роль в истории астрономии (см. § 19). Сама туманность имеет видимую звездную величину около 8^m,5, т. е. она излучает в тысячу раз больше каждой из описанных выше звездочек.

В 1921 г. французский астроном Лампланд из сравнений фотографий туманности, снятых через 8 лет, нашел, что в ней наблюдаются изменения. Отдельные яркие детали аморфной массы вполне заметно переместились, но распределение яркости не остается постоянным, а как бы «дышит». В течение более 30 лет эти удивительные изменения не

[1]В частности, Слайфер первый обнаружил красное смещение линий в спектрах удаленных галактик.

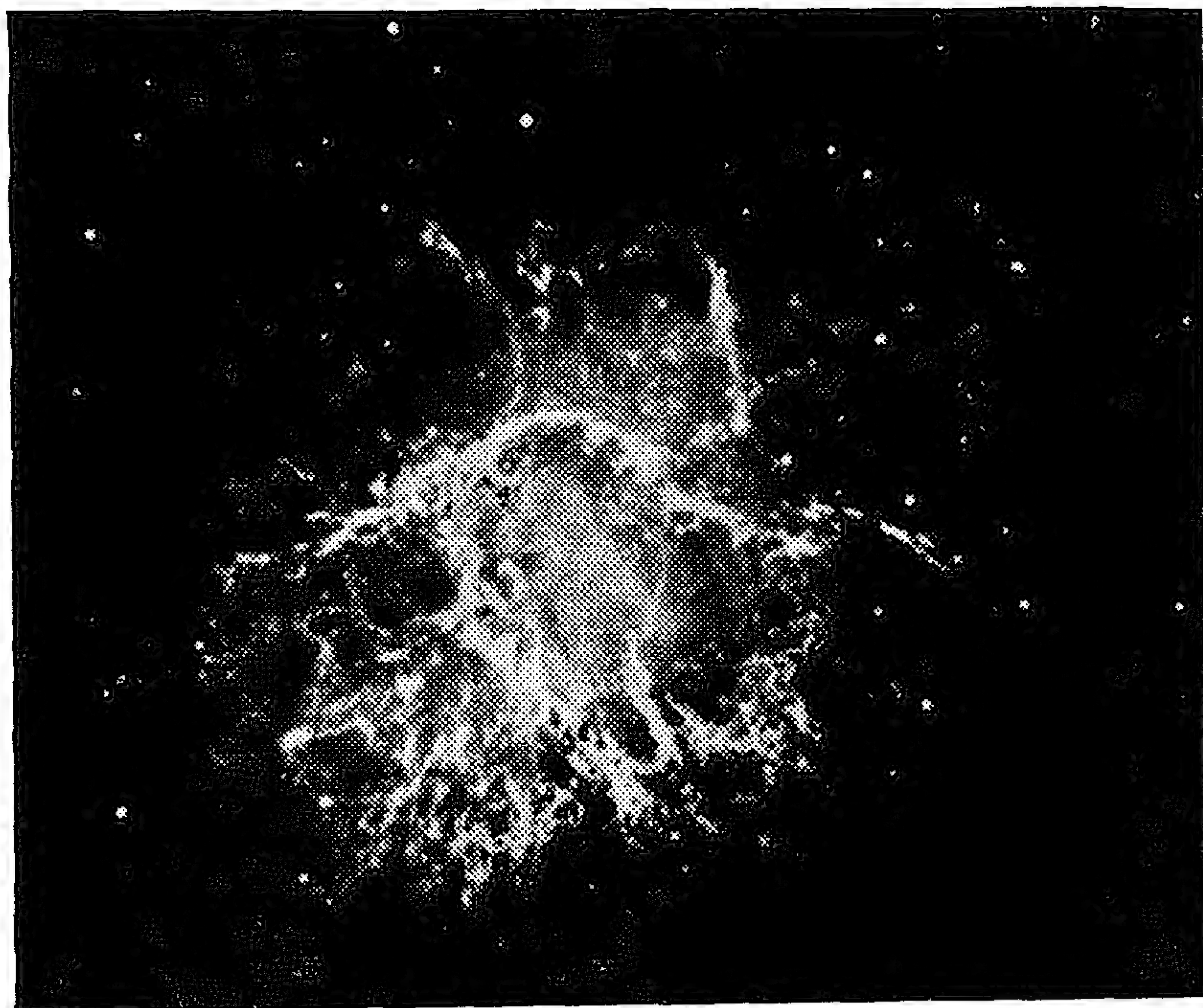


Рис. 17.4. Фотография. Крабовидной туманности через светофильтр, пропускающий линию H_α.

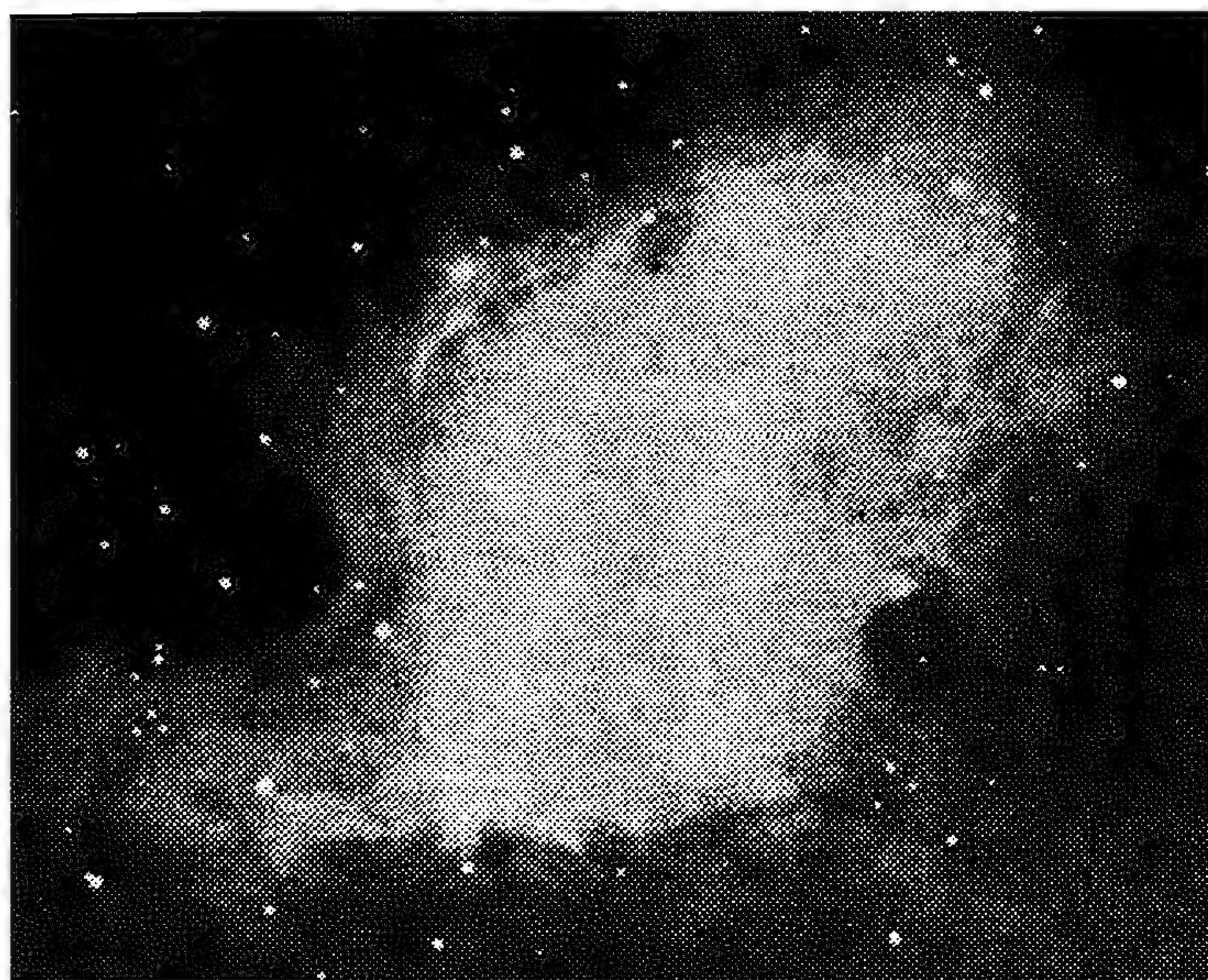


Рис. 17.5. Фотография Крабовидной туманности через светофильтр, не пропускающий ярких линий излучения.

могли быть объяснены. Это явление изменчивости деталей — уникальное свойство Крабовидной туманности. Ни у планетарных, ни у диффузных туманностей ничего подобного не наблюдается. Из известного расстояния до «Краба» (см, дальше) и углового смещения деталей за 8 лет можно было сделать вывод, что отдельные части туманности движутся со скоростью, близкой к 0,1 скорости света — величина фантастически большая! Ввиду полной, как казалось, иррациональности этого явления астрономы просто не занимались им. Природа этих вариаций стала ясной, когда был наконец понят механизм оптического излучения Крабовидной туманности, о чем речь будет идти дальше.

Значительно медленнее меняется расположение газовых волокон туманности. Наблюдения, разделенные промежутком времени в 30 лет, позволили установить, что вся систе-

ма волокон расширяется. Она как бы «расползается» по небу с угловой скоростью около $0'',23$ в год. С другой стороны, угловой радиус туманности составляет около $180''$. Отсюда непосредственно следует, что возраст туманности, полученный в предположении, что скорость ее расширения все время оставалась постоянной, почти в точности равен 800 годам. Это, конечно, близко к возрасту, отсчитываемому от момента вспышки сверхновой (930 лет), но все же меньше его. Отсюда следует важный вывод, что движение волокон Крабовидной туманности происходит *ускоренно*. Только выяснение природы излучения «аморфной» массы Крабовидной туманности позволило объяснить причину ускорения ее волокон (см. ниже).

Перейдем теперь к анализу спектральных наблюдений «Краба». Найденное еще Слайфером раздвоение линий излучения в спектре Крабовидной туманности было подтверждено дальнейшими исследованиями. На рис. 17.3 приведен спектр при ориентации щели спектрографа вдоль большой оси туманности. Хорошо видно, что яркие линии излучения в центре туманности раздвоены, в то время как на краях туманности раздвоения линий нет. Линии имеют как бы «клочковатый» вид, что объясняется волокнистой структурой излучающих эти линии областей туманности. Своеобразная «дуговая» форма раздвоенных линий со всей наглядностью доказывает, что причиной раздвоения является расширение системы излучающих эти линии газовых волокон. В центральной области диска туманности волокна при своем расширении движутся на нас и от нас. Первые, из-за эффекта Доплера, будут излучать линии, смещенные к фиолетовому краю спектра, вторые — к красному. Напротив, на краях туманности направление движения волокон почти перпендикулярно к лучу зрения. Поэтому значительного смещения длин волн наблюдаться не будет. Из измерения расстояния между компонентами раздвоенных линий можно получить скорость расширения системы волокон, которая в среднем около 1200 км/с. Зная угловую скорость «расплывания» волокон в плоскости, перпендикулярной к лучу зрения ($0'',23$ в год) и линейную скорость расширения, можно определить *расстояние* до Крабовидной туманности, которое, с учетом ее эллипсоидальной формы, оказывается близким к 1700 пс. Это значение хорошо согласуется с оценкой видимой величины «звезды-гостьи» 1054 г. С учетом поглощения света получается, что абсолютная величина этой звезды в максимуме была около -18^m, что близко к абсолютной величине сверхновых.

По измеренным лучевым скоростям волокон и их «собственным движениям» на небесной сфере можно построить грубую пространственную модель Крабовидной туманности, приведенную на рис. 17.6. Причудливо переплетающаяся сеть газовых волокон этой туманности как бы «окаймляет» аморфную массу, находясь на ее периферии. Анализ относительных интенсивностей спектральных линий излучения и их ширин позволяет понять картину физических условий в газовых волокнах. Оказывается, что для отдельных волокон электронная концентрация меняется в пределах от нескольких сотен до нескольких тысяч на кубический сантиметр, в то время как температура газа близка к 20 000 K. Химический состав волокон, насколько это можно судить по их спектрам, отличается от состава других газовых туманностей довольно значительно. Имеются все основания полагать, что в «Крабе» относительное обилие гелия выше приблизительно в пять раз, причем для разных волокон оно меняется. Полная масса газа, находящегося в волокнах Крабовидной туманности, близка к массе Солнца.

Прежде чем перейти к анализу основной компоненты оптического излучения Крабовидной туманности с непрерывным спектром, мы должны остановиться на ее радиоизлучении. Радиоизлучение Крабовидной туманности было обнаружено в Австралии в 1949 г. Болтоном. Несомненно, что это открытие было важной вехой на пути понимания природы Крабовидной туманности. Уже первые наблюдения позволили установить существенное различие между радиоспектрами Крабовидной туманности и других известных тогда радиоисточников. Первый оказался гораздо более «пологим», чем вторые. Спектральный индекс α радиоизлучения Крабовидной туманности оказался аномально малым, всего лишь

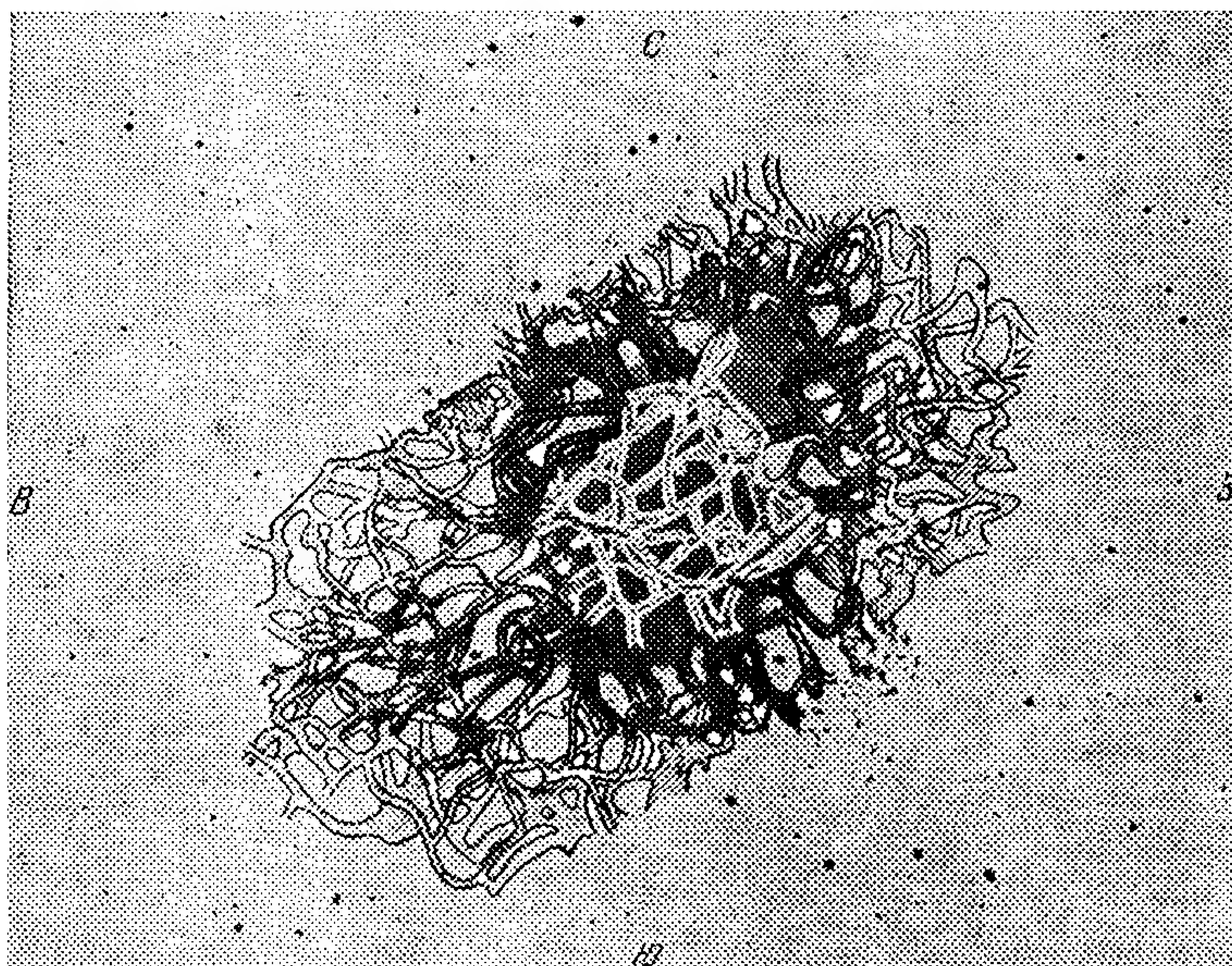


Рис. 17.6. Пространственная модель волокон Крабовидной туманности.

0,28. Это означает, что уменьшение потока радиоизлучения при повышении частоты происходит гораздо медленнее, чем у других источников. Так например, если на волне 3 м поток от Кассиопеи А в десять раз больше, чем от Крабовидной туманности, то на сантиметровом диапазоне ситуация уже становится обратной. Угловые размеры Крабовидной туманности в радиодиапазоне практически такие же, как и в оптическом. Следует еще подчеркнуть одно важное обстоятельство. Как мы видели в предыдущем параграфе, радиоисточники, связанные со «старыми» остатками вспышек сверхновых, имеют «оболочечную» структуру, т. е. у них радиоизлучающие области расположены на периферии. Ничего подобного в распределении радиоизлучения Крабовидной туманности не наблюдается. Источники радиоизлучения в этом случае заполняют *весь* объем туманности, концентрируясь к ее центру.

Большой интерес всегда представляли радиоастрономические наблюдения Крабовидной туманности во время ее покрытия Луной. Дело в том, что Крабовидная туманность, из-за ее близкого расположения к эклиптике, изредка «затмевается» движущейся по небесному своду Луной. Это открывает богатые возможности изучения распределения яркости радиоизлучения, что весьма важно, так как разрешающая способность радиотелескопов до недавнего времени была недостаточна. Находящий на туманность край Луны как бы «выключает» те или иные яркие детали, тем самым давая возможность определить их координаты с большой точностью. Покрытия Крабовидной туманности Луной происходят примерно раз в 10 лет. Во время радионаблюдений покрытия «Краба» Луной в 1964 г. было сделано одно очень важное открытие. Оказалось, что в самом центре туманности, неподалеку от «южной» звездочки, о которой речь шла выше, наблюдается источник радиоизлучения очень малых угловых размеров, во всяком случае не больше 0,1 секунды дуги. Этот источник особенно интенсивен на низких частотах. Так, например, на частоте около 25 МГц (длина волны около 12 м) он дает от 30 до 50 процентов всего потока радиоизлучения от Крабовидной туманности. На существование такого радиоисточника указывали также и более ранние наблюдения «мерцания» радиоизлучения Крабовидной туманности при ее прохождении через плазму внешней короны Солнца, что бывает ежегодно 15 июня, когда Солнце в своем видимом годичном движении по эклиптике очень близко подходит к «Крабу». Только спустя почти пять лет после этих наблюдений стало ясно, что этим малым радиоисточником является знаменитый пульсар, открытый в центре Крабовидной туманности в конце 1968 г.!

Радиоизлучение Крабовидной туманности на частотах сантиметрового диапазона обнаруживает значительную линейную поляризацию. Сам по себе этот факт является сильным аргументом в пользу вывода, что радиоизлучение Крабовидной туманности имеет «синхротронную» природу. Еще до открытия поляризации радиоизлучения в 1953 г. автор настоящей книги предложил эту теорию для объяснения радиоизлучения Крабовидной туманности. Расчет типа описанного в § 16 позволяет сделать вывод, что для объяснения наблюдаемого радиоизлучения необходимо принять, что в Крабовидной туманности имеется магнитное поле, напряженность которого около 10^{-3} Э. Радиоволны излучают находящиеся в Крабовидной туманности релятивистские электроны, энергия которых порядка нескольких сот миллионов электронвольт. Полная энергия магнитного поля, заключенного в Крабовидной туманности, очень велика, порядка $3 \cdot 10^{48}$ эрг. Полезно сравнить эту энергию с кинетической энергией газовых волокон Крабовидной туманности, разлетающихся, как мы видели, со скоростью ~ 1500 км/с. При массе волокон ~ 1 массы Солнца, или $2 \cdot 10^{32}$ г, получим, что их кинетическая энергия $\sim 1{,}5 \cdot 10^{49}$ эрг, т. е. почти такая же, как энергия магнитного поля. Отсюда следует важный вывод, что магнитное поле Крабовидной туманности должно играть заметную роль в динамике расширения ее волокон — обстоятельство, к которому мы вернемся ниже.

В том же 1953 г. автор этой книги объяснил «аморфное» оптическое излучение Крабовидной туманности тем же синхротронным механизмом, который ответствен за ее радиоизлучение. Предыдущие попытки объяснения этого давно известного излучения наталкивались на большие, в сущности говоря, непреодолимые, трудности. Согласно «классической» трактовке непрерывного оптического спектра Крабовидной туманности, основанной на единственно известном тогда механизме теплового излучения горячего, ионизованного газа, следовало предположить, что в Крабовидной туманности имеется огромное количество этого газа, порядка 20—30 солнечных масс. При этом необходимо было считать, что температура такого газа исчисляется сотнями тысяч градусов, что совершенно необычно для газовых туманностей, температура которых в десятки раз ниже. Наконец, в газовых волокнах наблюдается значительно более низкая температура — порядка 10—20 тысяч кельвинов. Очень трудно себе представить, как могут такие сравнительно холодные волокна существовать, будучи окружены со всех сторон значительно более горячей плазмой той же плотности. Ведь давление «внешнего» горячего газа должно будет неограниченно их сжимать!

Представление о том, что у Крабовидной туманности оптическое излучение с непрерывным спектром, так же как и ее радиоизлучение, объясняется синхротронным механизмом, радикально снимает все эти трудности и противоречия. Ведь если в этой туманности существуют релятивистские электроны с энергиями, лежащими в интервале 10^8—10^9 эВ, то должны быть, конечно, в значительно меньшем количестве, релятивистские электроны с большими энергиями, например, в интервале 10^{11}—10^{12} эВ. Так как частоты, на которых излучают синхротронным механизмом релятивистские электроны, пропорциональны *квадрату* их энергий (см. формулу (16.13)), то если электроны с энергией 10^8—10^9 эВ в магнитном поле $H \sim 10^{-3}$ Э излучают на частотах дециметрового и сантиметрового диапазона, электроны с энергией $\sim 10^{11}$ эВ будут излучать как раз на оптических частотах, которые в сотни тысяч раз выше. Идея, как видим, довольно простая.

Спектральная плотность потока в непрерывном оптическом спектре Крабовидной туманности почти в 400 раз меньше, чем в области радиочастот. С другой стороны, спектральная плотность потока радиоизлучения хотя и медленно, но *убывает* с ростом частоты. Логично было сделать вывод, что и дальше, в сторону миллиметровых и инфракрасных волн, может быть продолжено синхротронное излучение Крабовидной туманности. И, наконец, почему бы ему не тянуться еще дальше, до оптических и даже более высоких частот? Другими словами, следует ожидать *единого* синхротронного спектра у этой туманности, который должен тянуться от радио- до оптических и более высоких частот.

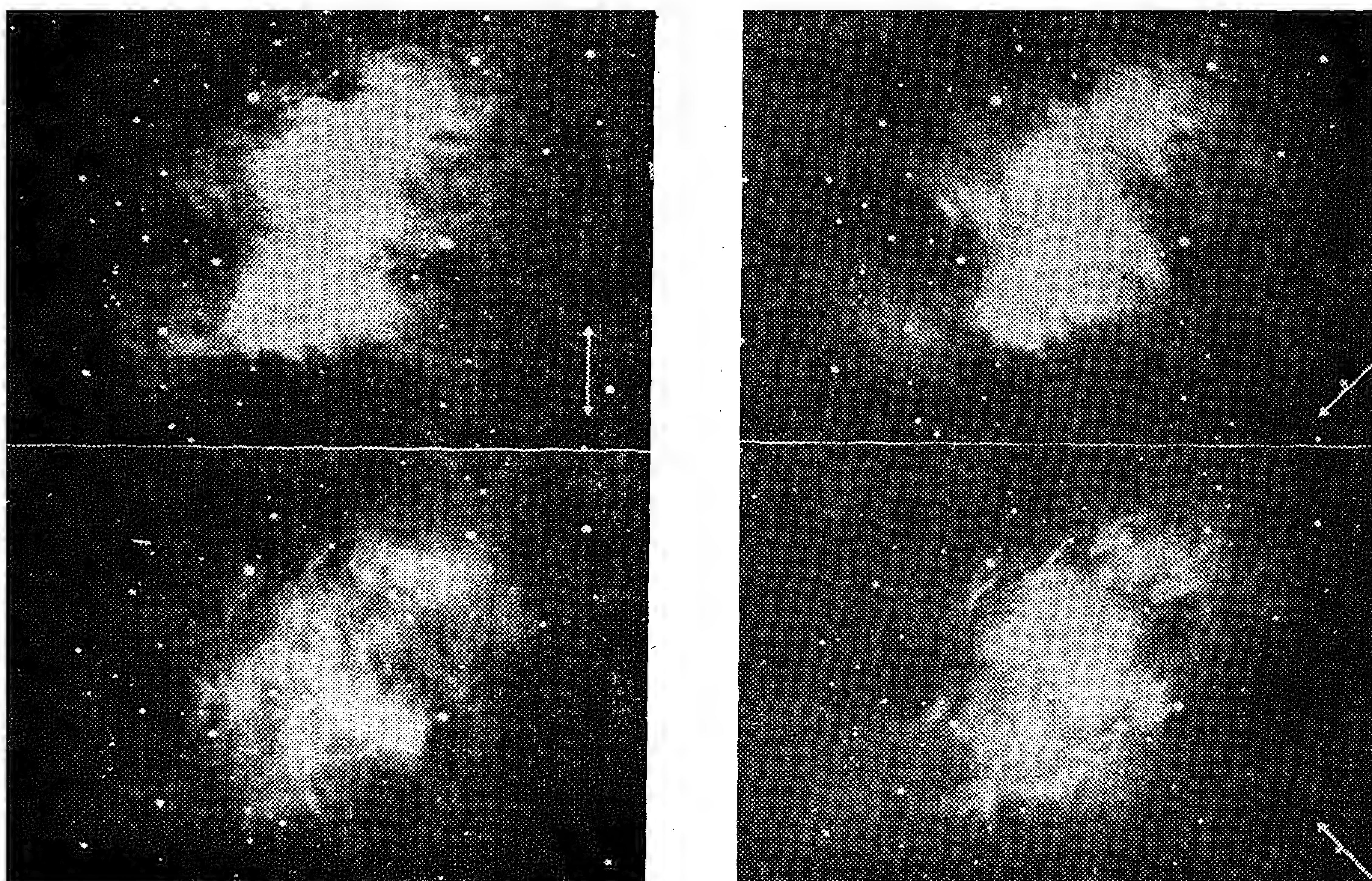


Рис. 17.7. Фотографии Крабовидной туманности через различно ориентированные поляроиды.

Расчеты показывают, что в Крабовидной туманности имеется *единый* энергетический спектр релятивистских электронов, включающий в себя как гораздо более многочисленные электроны с энергией $10^8 - 10^9$ эВ, являющиеся причиной ее радиоизлучения, так и в десятки тысяч раз меньшее количество значительно более энергичных электронов с энергией порядка 10^{11}—10^{12} эВ, излучающих оптические и ультрафиолетовые кванты. Концентрация последних совершенно ничтожна: один электрон на сотни кубических метров пространства! Полная же масса всех релятивистских частиц в Крабовидной туманности, если считать, что на один релятивистский электрон приходится один релятивистский протон, около 10^{27} г, что близко к массе земного шара! Для того чтобы попытаться количественно объяснить оптическое излучение Крабовидной туманности тепловым механизмом, нужно было предположить, что там содержится $\sim 10^{35}$ г горячего газа, т. е. в сотню миллионов раз больше вещества, чем в случае релятивистских частиц. Мы видим, как эффективен механизм синхротронного излучения: ничтожное количество релятивистских частиц обеспечивает мощное излучение туманностей в течение довольно длительного времени.

Таким образом, новая концепция превратила «аморфную» массу Крабовидной туманности в «пузырь», содержащий совершенно ничтожное (по космическим масштабам, конечно) количество вещества в форме релятивистских частиц. Помимо большого количества трудностей старой, «тепловой» теории, синхротронная теория сняла еще одну трудность, известную со времен Лампланда. Она непосредственно объяснила наблюдавшиеся этим астрономом быстрые изменения в распределении яркости «Краба» (см. выше). Ведь отдельные облака релятивистских электронов могут двигаться в пределах туманности со скоростью, составляющей заметную часть скорости света!

Снятие затруднений старой теории само по себе, конечно, очень важно. Не менее привлекательна логическая стройность и изящество новой теории. Однако все это, конечно, еще не означает, что новая теория — правильная. Чтобы теоретическое построение стало твердо установленной истиной, необходимо, основываясь на новых представлениях, предсказать такие эффекты, которые либо были до этого совершенно неизвестны, либо каза-

лись абсолютно непонятными. Мы можем считать, что последними были наблюдаемые изменения в Крабовидной туманности. Что касается совершенно новых эффектов, то и за этим дело не стало. На основании новой теории И. М. Гордон и В. Л. Гинзбург предсказали, что оптическое излучение Крабовидной туманности, если оно имеет синхротронную природу, должно быть *линейно поляризовано*. Этот предсказанный на основе теории эффект впервые был обнаружен советскими астрономами М. А. Вашакидзе и В. А. Домбровским в 1954 г., которые наблюдали независимо друг от друга и разными методами. Они использовали телескопы весьма скромных размеров и смогли получить только *среднюю* поляризацию от туманности. Поляризацию отдельных деталей «Краба» они исследовать не могли. Тем не менее их результаты оказались весьма впечатляющими. Усредненная степень поляризации оказалась близкой к 10%. Это очень большая величина. Для сравнения скажем, что поляризация света удаленных звезд, вызванная его прохождением через пылевые облака, редко превышает 1—2% и измеряется при этом вполне надежно.

Через 2 года после советских авторов поляризационные наблюдения Крабовидной туманности были проведены в США на величайшем тогда в мире 5-метровом телескопе. Уже неоднократно упоминавшийся нами американский астроном Бааде получил серию превосходных фотографий «аморфной» массы туманности (для чего был использован специальный светофильтр) через поляроиды, ориентированные по-разному. Эти фотографии, приведенные на рис. 17.7, невольно поражают воображение. Отдельные яркие детали то появляются на одной фотографии, то исчезают на другой, полученной через «перпендикулярно» ориентированный поляроид. Это означает, что свет этих деталей почти на 100% линейно поляризован. Некоторые области туманности при повороте поляроида на 90° изменяются до неузнаваемости. Создается впечатление, как будто это сняты разные туманности... Измерение негативов этих фотографий позволило для каждой точки туманности получить величину и направление поляризации света (рис. 17.8).

Согласно теории синхротронного излучения, направление поляризации должно быть перпендикулярно к направлению магнитного поля в области излучения. Сравнительно регулярный характер поляризации света Крабовидной туманности позволяет построить систему силовых линий находящегося там магнитного поля (рис. 17.9). Обращает на себя внимание то, что направление вытянутости отдельных деталей аморфной массы совпадает с направлением магнитного поля. Отсюда с наглядностью следует вывод, что отдельные сгустки релятивистских частиц как бы «растекаются» вдоль силовых линий. Магнитные силовые линии являются как бы «направляющими» для такого движения, препятствуя «расплыванию» этих частиц в перпендикулярном к полю направлении. Такая картина может наблюдаться только тогда, когда плотность энергии магнитного поля сравнима или превосходит плотность энергии релятивистских частиц. Таким образом, сам характер магнитного поля и его взаимосвязь с «аморфной» массой с предельной наглядностью демонстрирует синхротронный характер оптического излучения Крабовидной туманности.

Особого внимания заслуживает структура самой центральной части Крабовидной туманности. Эту область еще в 1942—1943 гг. тщательно исследовал Бааде, который обнаружил там удивительные изменения. Время от времени в самой центральной части туманности возникают маленькие, довольно яркие конденсации, обычно вытянутой формы, которые очень быстро движутся от места своего зарождения в направлении от центра туманности. Схема структуры самой центральной части «Краба» приведена на рис. 17.10. Два маленьких кружка означают центральные звездочки. Штриховые фигуры b и a символизируют яркие детали туманности. Деталь b почти не изменяется, чего нельзя сказать о детали a, которая меняет свое положение (по отношению к центральным звездочкам), форму и яркость. Она довольно внезапно появляется в пространстве между «нижней» из двух звездочек (которая, как это будет видно в следующей главе, оказалась пульсаром) и деталью b. Далее она движется по направлению к детали b и иногда сливается с нею. Весь описанный выше цикл длится 3—4 месяца. Если знать угловое перемещение детали a и

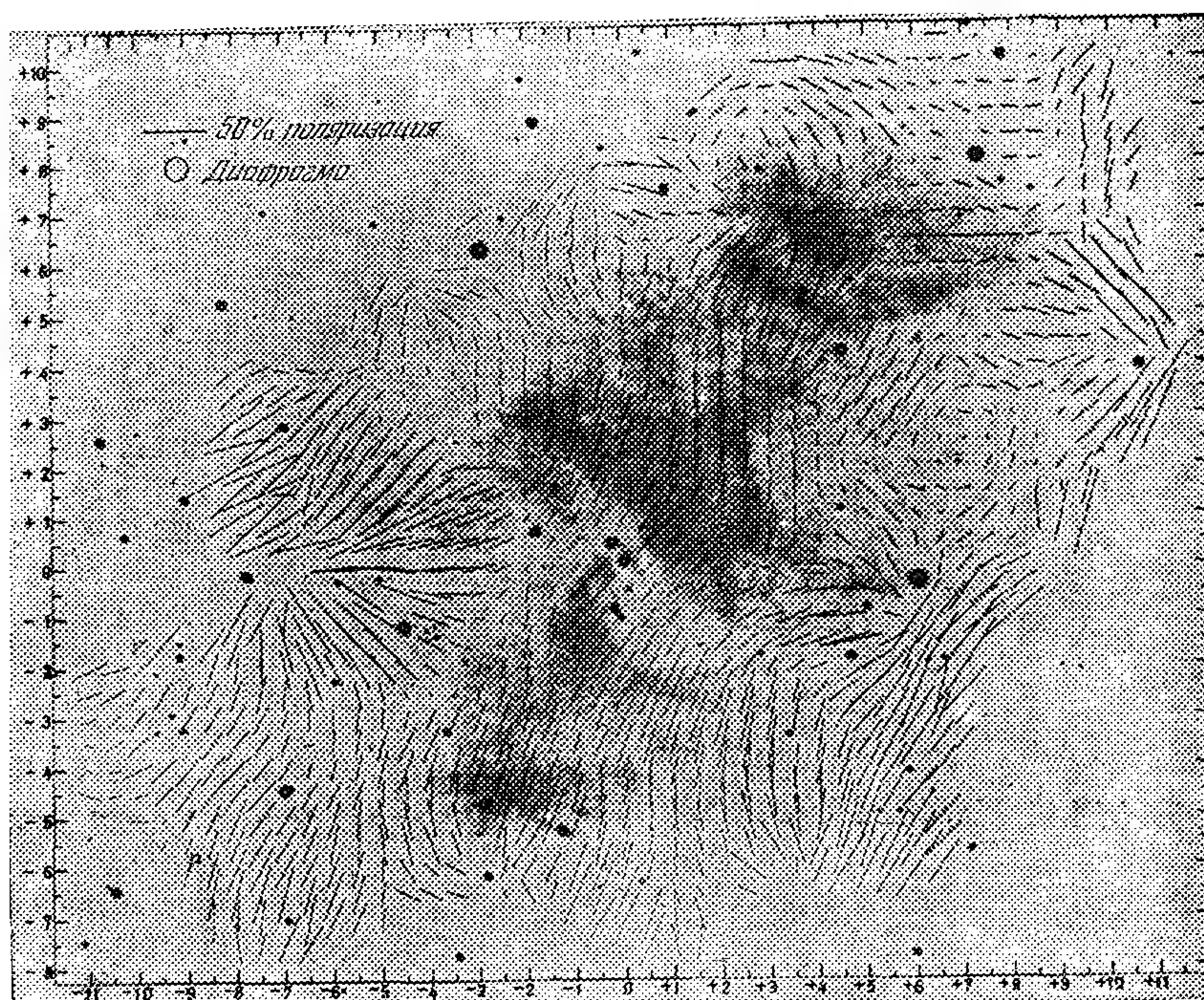


Рис. 17.8. Поляризация Крабовидной туманности.

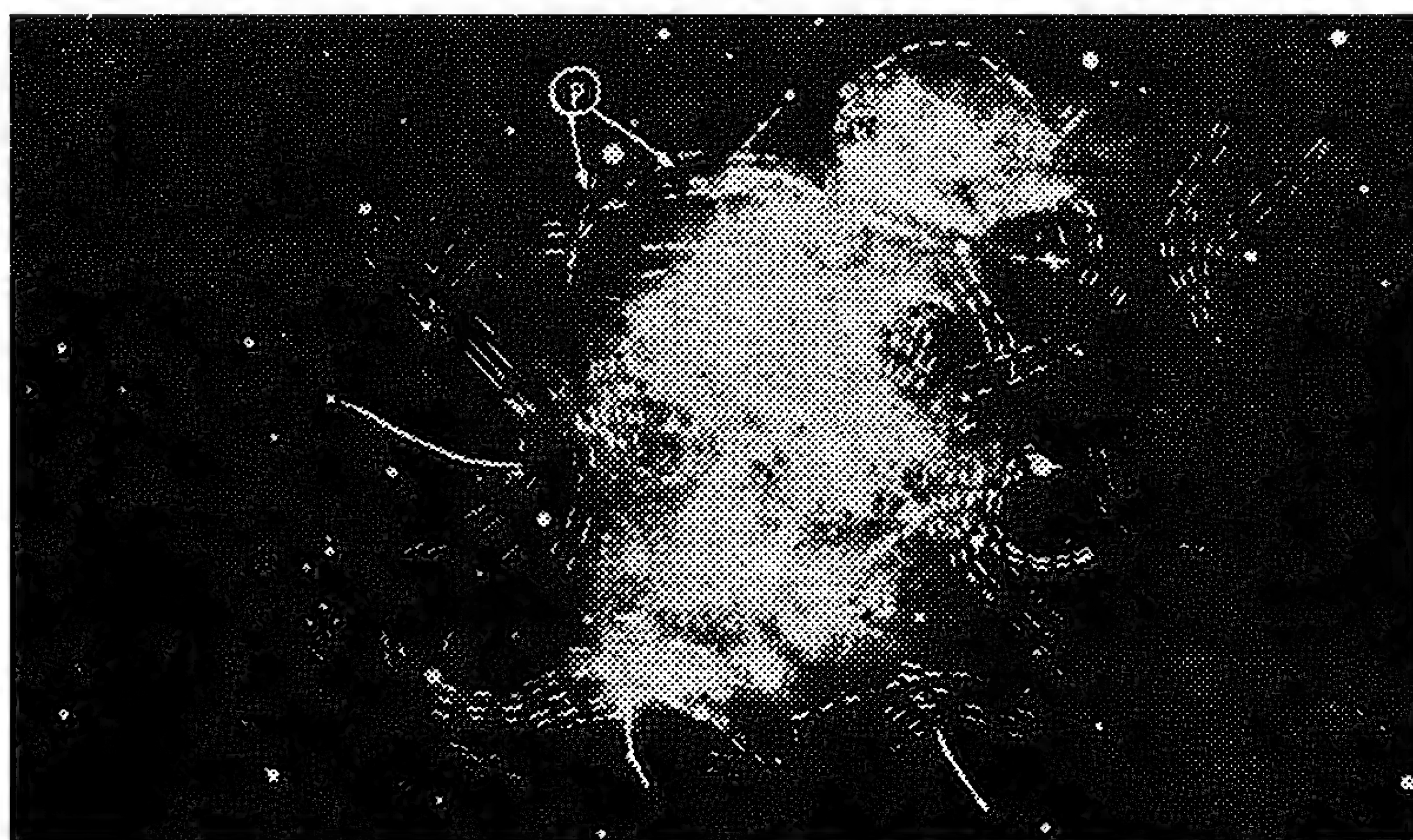


Рис. 17.9. Структура магнитного поля Крабовидной туманности.

время, в течение которого это перемещение произошло, не представляет труда получить скорость детали a, вернее, ее проекцию на плоскость, перпендикулярную к лучу зрения. Эта скорость превышает 40 000 км/с! Очень похоже, что через центральную намагниченную область Крабовидной туманности с огромной скоростью проходит волна сжатия магнитных силовых линий. Это следует из анализа поляризации детали a, приводящего к установлению направления магнитного поля вдоль направления вытянутости этой детали. Следовательно, направление движения детали *a перпендикулярно* к направлению магнитного поля. Все эти удивительные явления означают, что в центральной части Крабовидной туманности наблюдается продолжающаяся до нашего времени «активность». Это было исторически первое указание на то, что остаток вспышки Сверхновой 1054 г. не «мертв», что в нем происходят какие-то огромной мощности физические процессы, приводящие к наблюдаемой очень быстрой изменчивости в центральной части Крабовидной туманности.

1963 год открыл новую страницу в истории исследования Крабовидной туманности. Весной этого года группа исследователей Морской лаборатории США, возглавляемая вы-

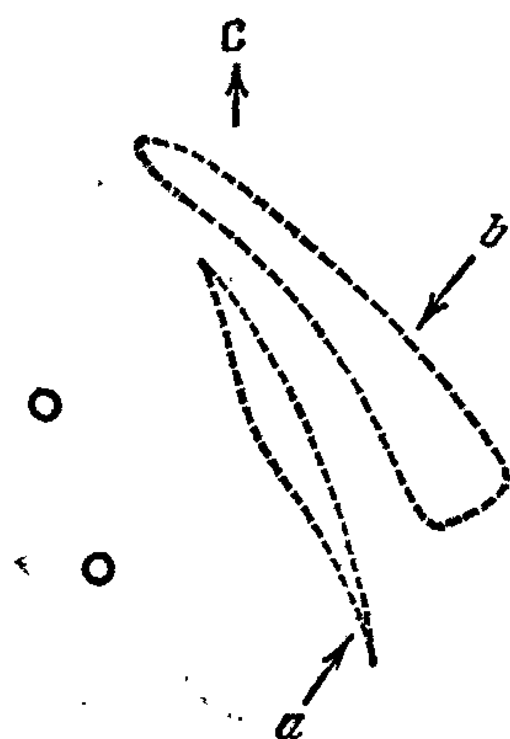


Рис. 17.10. Структура центральной области Крабовидной туманности (схема).

дающимся американским ученым, основоположником внеатмосферной астрономии Фридманом, обнаружила рентгеновское излучение от «Краба». Эксперимент был выполнен на маленькой ракете типа «Айроби». Детектором рентгеновского излучения была «батарея» пропорциональных счетчиков фотонов общей площадью всего лишь в 65 см^2. Детектор регистрировал кванты в диапазоне 1,5—8 Å. Поток оказался довольно значительным: $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ эрг/см$^2 \cdot$ с. Это всего лишь на порядок меньше, чем поток от самого яркого рентгеновского источника в созвездии Скорпиона, который был незадолго до этого открыт. Сейчас, спустя 20 лет, техника рентгеновской астрономии позволяет регистрировать потоки в несколько десятков тысяч раз меньшие, чем от Крабовидной туманности. Всего на небе пока обнаружено около 1000 рентгеновских источников. Одним из самых ярких является источник, отождествляемый с Крабовидной туманностью.

Сразу же после открытия этого рентгеновского источника возникла проблема: а что представляет собой этот источник? Можно было ожидать, что излучает сама Крабовидная туманность, т. е. объект, имеющий хотя и небольшие, но вполне определенные угловые размеры порядка 5 минут дуги. Но, с другой стороны, нельзя было исключить и возможность того, что источником рентгеновского излучения является звезда, некогда взорвавшаяся как сверхновая. В таком случае угловые размеры рентгеновского источника были бы ничтожно малы, т. е. он оказался бы «точечным». Разрешающая способность рентгеновской астрономии, в данном случае — способность отличить «точечный» источник от малого, но протяженного объекта, 10 лет назад была весьма низка. Счастливое обстоятельство помогло, однако, астрономам быстро решить эту проблему. Мы уже говорили выше о том, что при исследовании распределения радиояркости Крабовидной туманности весьма эффективным оказался метод анализа радиоизлучения во время ее покрытия Луной. Аналогичный метод вполне приложим к анализу рентгеновского излучения Крабовидной туманностью. Нужно в подходящий момент во время покрытия Луной туманности запустить ракету, на которой должен находиться детектор, ориентированный на Краб. При этом должен непрерывно регистрироваться уровень рентгеновского излучения от туманности. Если источник рентгеновского излучения точечный, то в момент его покрытия краем Луны поток *резко* упадет до нуля. Если источник протяженный, то поток рентгеновского излучения по мере нахождения края Луны на источник будет постепенно уменьшаться.

Такой опыт по нашему предложению был осуществлен Фридманом 7 июля 1964 г. Луна закрывала туманность со скоростью около $0',5$ за минуту времени. Максимальные угловые размеры Крабовидной туманности $6'$, следовательно, полная длительность покрытия около 12 минут. Ракета могла находиться на высоте свыше 100 км (где только и можно принимать космическое рентгеновское излучение) всего лишь около 5 минут. По этой причине программа наблюдений была построена так, чтобы можно было наблюдать только центральную часть Крабовидной туманности размером в $2'$. Результаты этих наблюдений

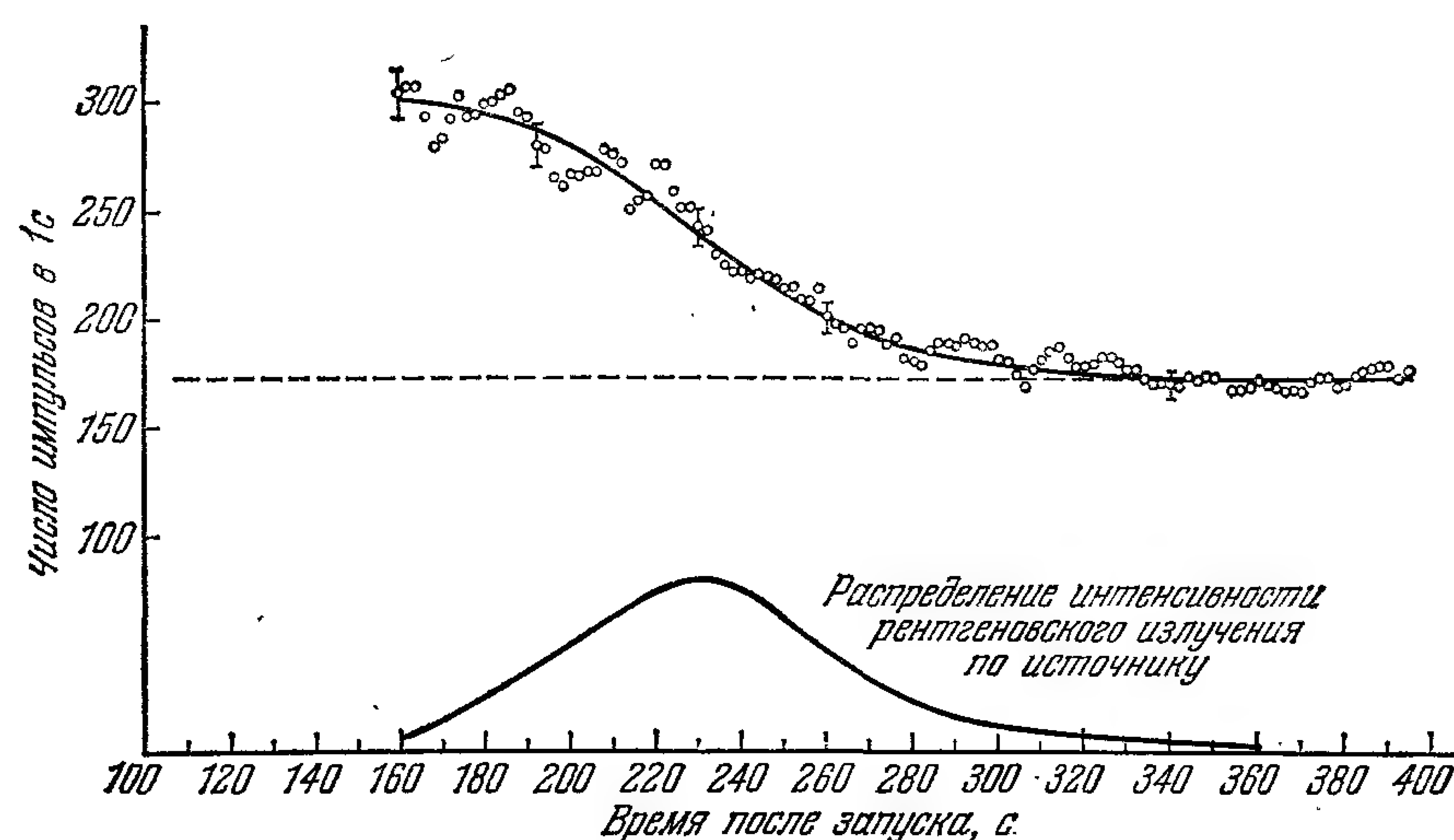


Рис. 17.11. Результаты рентгеновских наблюдений во время покрытий Луной Крабовидной туманности. Вверху — зависимость скорости счета рентгеновских квантов от времени.

представлены на рис. 17.11, где приведена зависимость показаний детектора от времени при покрытии Крабовидной туманности Луной. Из приведенной на этом рисунке кривой сразу же видно, что источник рентгеновского излучения является *протяженным*, так как показания детектора убывают по мере закрытия туманности Луной *постепенно*. На рис. 17.11 (внизу) восстановлено полученное из показаний детектора *распределение яркости* источника рентгеновского излучения в Крабовидной туманности. Угловые размеры его порядка $1'$, т. е. значительно меньше размеров туманности в оптических лучах.

В дальнейшем было выполнено много наблюдений рентгеновского излучения Крабовидной туманности в разных спектральных диапазонах. При помощи аппаратуры, установленной на баллонах (воздушных шарах), удалось проследить жесткий спектр Крабовидной туманности вплоть до гамма-диапазона, т. е. вплоть до энергий квантов в сотни миллионов электронвольт[1]. Напомним, что энергия квантов оптического диапазона составляет 2—3 эВ, а кванты радиодиапазона имеют энергию еще в сотни тысяч и миллионы раз меньшую. Таким образом, отношение энергий квантов крайних областей всего диапазона электромагнитных волн, принимаемого от Крабовидной туманности, составляет 10^{14}, или сотни тысяч миллиардов. Ни один другой космический объект (включая чрезвычайно близкое к нам и потому очень яркое Солнце) не исследован в таком широком диапазоне спектра. На примере этой туманности мы можем *увидеть всеволновой* характер современной астрономии. Пока в спектре Крабовидной туманности остаются два «белых пятна»: а) далекая инфракрасная область, б) ультрафиолетовая область. Эти спектральные участки чрезвычайно трудны для наблюдений. Ультрафиолетовое излучение, например, сильно поглощается межзвездной средой. Тем не менее электромагнитный спектр туманности вырисовывается со всей определенностью. Он представлен на рис. 17.12, где по оси абсцисс нанесены частоты излучения (пропорциональные энергиям квантов), а по оси ординат — спектральная плотность потока.

Прежде всего видно, что спектр этот совершенно не похож на спектр теплового источника излучения любой, в частности, сколь угодно высокой температуры. Последний описывается известной формулой Планка. Качественно такой спектр представлен на рис. 17.13. Спектр Крабовидной туманности хорошо описывается степенным законом $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$. Вплоть до далекой инфракрасной области спектральный индекс $\alpha \sim 0{,}3$, т. е. очень мал. Где-то у частот 10^{13}—10^{14} Гц (длины волн 10—30 мкм) происходит «перелом» спектра.

[1]Наблюдаются и кванты с энергией 10^{11}—10^{12} эВ по вызываемым ими вспышкам черенковского излучения в земной атмосфере (см. § 20).

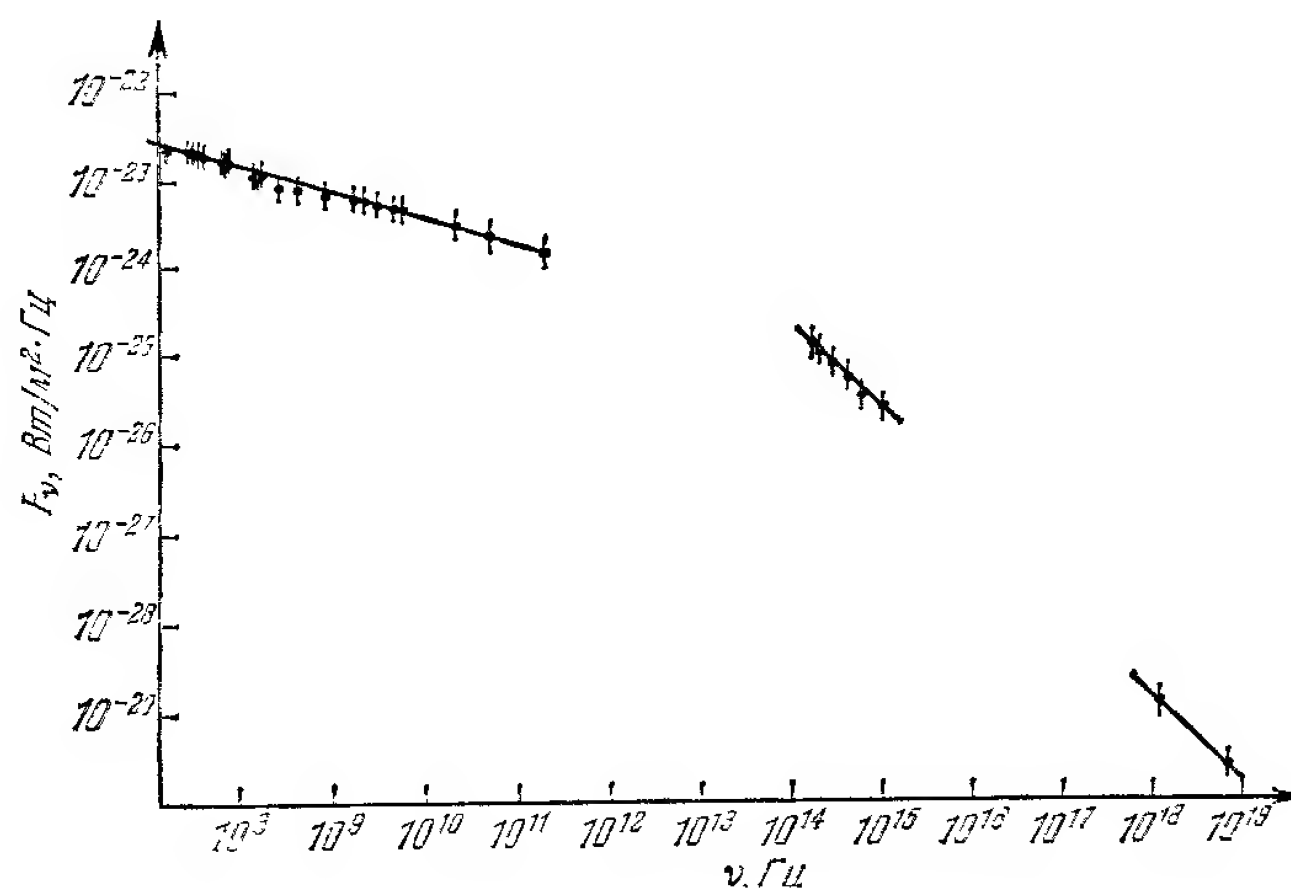


Рис. 17.12. Синхротронный спектр Крабовидной туманности.

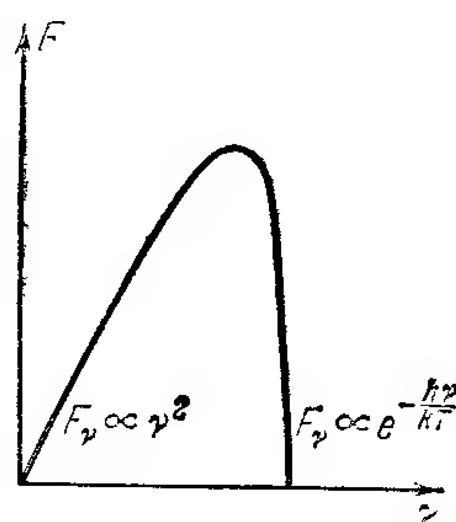


Рис. 17.13. Схема планковского спектра.

Начиная с частоты $\sim 10^{14}$ Гц и вплоть до огромных частот гамма-диапазона $\sim 10^{24}$ Гц, спектральный индекс имеет постоянное значение, близкое к 1. Такой спектр однозначно доказывает синхротронную природу *всего* электромагнитного излучения «Краба». Прямым доказательством этого утверждения является измеренная в 1975 г. *поляризация* рентгеновского излучения Крабовидной туманности. Если ответственными за метровое радиоизлучение Крабовидной туманности являются релятивистские электроны с энергиями порядка сотен миллионов электронвольт, а за оптическое излучение — с энергиями $\sim 10^{11}$ эВ, то гамма-излучение вызывается движениями электронов с энергией до 10^{15} эВ. Все эти релятивистские электроны движутся в довольно регулярном магнитном поле этой туманности, структура которого изображена на рис. 17.9, а среднее значение напряженности близко к 10^{-3} Э. Мощность синхротронного излучения релятивистских электронов пропорциональна *квадрату* их энергии. С другой стороны, это излучение генерируется за счет энергии релятивистских электронов. По этой причине «время жизни» таких электронов (определяемых как время, в течение которого они потеряют из-за синхротронного излучения существенную часть своей первоначальной энергии) обратно пропорционально их энергии:

$$t_1 = \frac{0{,}00835}{H^2 E} \text{ лет,} \tag{17.1}$$

где H — напряженность магнитного поля, E — энергия, выраженная в миллиардах электронвольт, а t выражается в годах. Из этой формулы следует один очень важный вывод: время жизни электронов с энергией, большей чем $\sim 10^{11}$ эВ, *меньше* 1000 лет, *т. е. возраста Крабовидной туманности.* Это означает, что если бы там не было непрерывного «возобновления запаса» релятивистских электронов высокой энергии, оптическое излучение «затухло» бы через сто лет. Но это заведомо не так! Со времен Мессье, наблюдавшего эту туманность в XVIII веке, яркость «Краба» почти не изменилась. Следовательно,. в

этой туманности *непрерывно* действует некоторый механизм «накачки» «свежих» релятивистских электронов очень высоких энергий. Что же это за механизм, какова его природа? Эта проблема встала перед астрофизикой свыше 30 лет назад. Решение ее было получено в 1968 г., когда в центре Крабовидной туманности был обнаружен пульсар (см. § 19).

Характерный излом спектра Крабовидной туманности у $\nu_1 \sim 10^{13}$ Гц объясняется как раз потерями энергии релятивистскими электронами из-за синхротронного излучения. Частота ν_1 определяется тем, что релятивистские электроны, излучающие на более низких частотах, «живут» в Крабовидной туманности без заметных потерь энергии больше времени, чем существует сама туманность, в то время как более высокие частоты излучаются более энергичными электронами, время жизни которых сравнительно невелико. Если бы не существовало непрерывной «накачки» таких электронов в туманность, их бы там не было совсем. На основании теории, зная частоту перелома синхротронного спектра ν_1 и время жизни туманности t_1, можно поэтому найти напряженность существующего там магнитного поля, которое как бы непрерывно «перерабатывает» этот спектр. Формула для величины поля имеет простой вид:

$$H = 700\nu_1^{-1/3} t_1^{-2/3}, \tag{17.2}$$

где $t_1 \sim 1000$ лет — возраст туманности. Из этой формулы следует, что при $\nu_1 \sim 10^{13}$ с$^{-1}$ $H \sim 5 \cdot 10^{-4}$ Э, т. е. очень близко к принятому выше значению. Заметим, что величина H очень слабо зависит от частоты перелома синхротронного спектра «Краба», которая определяется неуверенно, путем экстраполяции. Ведь прямых измерений потока излучения от туманности в далекой инфракрасной части спектра пока нет. Релятивистские электроны очень высоких энергий ($\sim 10^{-14}$ эВ), ответственные за рентгеновское излучение Краба, будут из-за очень больших потерь на излучение «жить» совсем мало — всего лишь несколько месяцев. Этим, по-видимому, объясняется сравнительно малая протяженность рентгеновского источника центральной части туманности. Поступающие в Крабовидную туманность такие электроны просто не успевают попасть на периферию, так как для этого нужно несколько лет.

Релятивистские частицы, движущиеся вдоль сложных, замкнутых петель магнитного поля Крабовидной туманности, как бы «заперты» в ней. Если их будет достаточно много, они будут «распирать», деформировать петли магнитного поля, стремясь их раздвинуть. Но магнитное поле и само по себе стремится «расползтись» на возможно больший объем. Этой тенденции мешает то обстоятельство, что силовые линии поля как бы «привязаны» к газовым волокнам туманности, которые поэтому удерживают поле и движущиеся в нем релятивистские частицы от неограниченного и притом довольно быстрого расширения. Но тем самым мы с неизбежностью приходим к выводу, что на систему газовых волокон должна непрерывно действовать сила давления магнитного поля и находящихся там релятивистских частиц. Эта сила и должна привести к *ускоренному* движению волокон туманности, что и наблюдается (см. выше). Величину этого ускорения можно получить из несовпадения возраста Крабовидной туманности (930 лет) и полученного из расширения волокон момента времени, когда вся туманность была как бы в точке, что должно было быть (считая скорость расширений постоянной) около 800 лет назад. Отсюда величина ускорения получается равной $g = 0{,}0016$ см/с^2. Зная величину силы давления магнитного поля и релятивистских частиц и сообщаемой этой силой ускорение, можно по простой формуле механики найти массу волокон Крабовидной туманности M:

$$Mg = \left\{ \frac{H^2}{8\pi} + P_{\text{р}} \right\} 4\pi R^2, \tag{17.3}$$

где R — характерный линейный размер туманности (около одного парсека), а давление космических лучей $P_{\text{р}}$ близко к $H^2/8\pi$, причем H следует брать на периферии туманности.

Можно оценить, что там $H \sim 3 \cdot 10^{-4}$ Э. Отсюда следует, что масса волокон $M \approx 5 \cdot 10^{32}$ г или 0,25 массы Солнца. Эта оценка включает в себя и массу слабых волокон, которые не наблюдаются. Полученная оценка массы достаточно близка к «лобовой» оценке, основанной на плотности газовых волокон в туманности и их суммарном объеме[1].

Как подчеркивалось выше, для обеспечения оптического, а тем более рентгеновского излучения Крабовидной туманности в течение столетий необходимо непрерывное «впрыскивание» новых порций релятивистских электронов. Естественно было предположить, что, кроме таких электронов, в туманность должны «впрыскиваться» и релятивистские тяжелые ядра — протоны, альфа-частицы и пр., короче говоря, космические лучи. В отличие от электронов, тяжелые релятивистские частицы не будут терять энергию на синхротронное излучение. Если бы их поступало в туманность не меньше, чем релятивистских электронов, их бы накопилось там столько, что давление на газовые волокна было бы весьма значительным, и, следовательно, ускорение этих волокон должно было быть гораздо больше наблюдаемого. Отсюда можно сделать вывод, что источник пополнения Крабовидной туманности релятивистскими частицами поставляет в нее преимущественно электроны и позитроны. Как впоследствии выяснилось, это связано с наличием в центре Краба весьма активного пульсара (см. ниже).

Другие остатки исторических сверхновых, вспыхнувших в Галактике в 1006, 1181, 1572 и 1604 гг., не дают такое количество информации, как Крабовидная туманность. Это нельзя объяснить только тем, что они более удалены от нас. Просто Крабовидная туманность оказалась гораздо более «богатым» и более интересным объектом. Все же мы кратко остановимся на описании остатков вспышек этих сверхновых.

Нет определенных указаний на существование оптически наблюдаемых остатков вспышки Сверхновой 1006 г. Однако на месте вспышки, в южном созвездии Волка, обнаружен довольно слабый протяженный радиоисточник[2]. Угловые размеры этого источника довольно велики: $25'$, или в пять раз больше, чем у Крабовидной туманности. Если принять, что Сверхновая 1006 г. имела видимую звездную величину $-7{,}5$ (на что указывают старинные арабские и китайские хроники), то, с учетом межзвездного поглощения света, расстояние до вспыхнувшей звезды было около 1000 пс. При таком расстоянии линейный радиус остатка должен быть около 3,5 пс. Зная возраст остатка (~ 1000 лет), можно определить среднюю скорость расширяющейся оболочки, которая близка к 4000 км/с. Это гораздо больше, чем у Крабовидной туманности, и соответствует скорости выброса газов у сверхновых I типа, получаемых из ширин линий излучения в их спектрах (см. § 15). Следует иметь в виду, что Сверхновая 1006 г. вспыхнула довольно «высоко» над галактической плоскостью, где плотность межзвездного газа должна быть совершенно незначительна. Недавно с помощью «ультрафиолетового» спутника IUE (см. «Введение») в спектре горячей звезды, на которую проектируется остаток сверхновой 1006 г., были обнаружены широкие насыщенные линии поглощения ионизованного железа. Отсюда следует, что количество железа в этом остатке очень велико. Этот результат имеет исключительное значение для понимания природы сверхновых I типа (см. ниже). Этими скудными сведениями пока исчерпываются наши знания об остатках вспышки Сверхновой 1006 г. На месте Сверхновой 1181 г., наблюдавшейся китайскими и японскими астрономами в созвездии Кассиопеи, находится довольно яркий (следовательно, молодой) радиоисточник 3C 58. Он, так же как и Краб, лишен оболочечной структуры. В оптическом спектре этого источника наблюдаются слабые линии излучения. Из анализа этих линий следует, что радиоисточник 3C 58 расширяется со скоростью ~ 1000 км/с, а расстояние до него ~ 2500 пс.

---

[1] Теорию векового ускорения волокон Крабовидной туманности предложил в 1954 г. выдающийся советский астроном С. Б. Пикельнер.

[2] На месте вспышки Сверхновой 1006 г. был обнаружен протяженный источник рентгеновского излучения.

Гораздо больше мы знаем об остатках вспышки «звезды Тихо» — Сверхновой 1572 г. На месте вспышки этой Сверхновой наблюдаются очень слабые тонковолокнистые «кусочки» туманности. Наблюдения, разделенные промежутком времени порядка 10 лет, показывают некоторые изменения в относительной яркости волокон. Вместе с тем спектральные наблюдения не обнаружили значительных лучевых скоростей. Еще в 1952 г. на месте вспышки был найден источник радиоизлучения. Дальнейшие наблюдения позволили найти его структуру, которая весьма примечательна. В радиолучах этот источник представляет собой яркое, очень тонкое кольцо, диаметр которого $\sim 7'$, а толщина меньше одной сотой радиуса. Расстояние до Сверхновой 1572 г. оценивается (довольно неуверенно) в 5000 пс. Это расстояние, с учетом межзвездного поглощения света, дает для абсолютной звездной величины Сверхновой 1572 г. значение около -18^m, что близко к абсолютной величине сверхновой I типа. На месте Сверхновой 1572 г. обнаружен рентгеновский источник, о котором речь будет идти в § 20.

На месте Сверхновой Кеплера, вспыхнувшей в 1604 г., наблюдается своеобразная, похожая на веер оптическая туманность с яркими конденсациями. Наблюдения, разделенные промежутком времени в 20 лет, указывают на медленное движение ярких деталей этой туманности со скоростью 0,03 секунды дуги в год. Так как расстояние до туманности, полученное таким же образом, как и для Кассиопеи А и Сверхновой 1572 г., около 10 000 пс, то линейная скорость в плоскости, перпендикулярной к лучу зрения, составляет около 1400 км/с, в то время как полученная из спектральных наблюдений лучевая скорость составляет 230 км/с.

На месте Сверхновой 1604 г. уже давно обнаружен довольно яркий источник радиоизлучения с угловым диаметром, около $3'$, что при расстоянии в 10 000 пс соответствует радиусу около 5 пс. При таком радиусе средняя скорость оболочки составляет около 12 000 км/с — величина примерно такая же, как у Сверхновой 1572 г.

Примечательно, что эта сверхновая вспыхнула на очень большом (около 1500 пс) расстоянии от галактической плоскости, где плотность межзвездного газа весьма мала. Как же тогда объяснить сравнительно низкую скорость разлета волокон газа в этой туманности? Ведь межзвездная среда их затормозить не может. Решение этой трудной проблемы, возможно, связано с предположением, что вокруг взорвавшейся звезды уже была туманность, образовавшаяся из вещества, вытекающего из звезды. Вряд ли, однако, масса этой туманности могла быть слишком большой — ведь взорвалась старая звезда с массой, лишь немного превосходящей солнечную.

В заключение нужно подчеркнуть, что мы слишком мало еще знаем о природе остатков Сверхновых 1006, 1181, 1572, 1604 гг. Похоже, однако, на то, что Сверхновая 1054 г. резко отличалась от них малой скоростью выброшенной оболочки и сравнительно большой ее массой. Это и определило в конечном итоге все своеобразие явлений, которые наблюдаются в Крабовидной туманности. Спецификой Сверхновых 1006, 1572 и 1604 гг. является то, что плотность межзвездной среды вокруг них очень мала. Поэтому их оболочки, почти не испытывая торможения, расширились до значений радиуса ~ 5 пс, что привело к быстрому уменьшению радиосветимости. Через несколько тысяч лет они расширятся настолько, что их поверхностная радиояркость упадет до ненаблюдаемого значения. Наоборот, объекты, о которых речь шла в § 16 (например, IC 443), вспыхнули в сравнительно плотной межзвездной среде, которая, «предохранив» остатки взрыва от слишком быстрого расширения, как бы «законсервировала» их и обеспечила продолжительность жизни в несколько десятков тысяч лет.

§ 18. Почему взрываются звезды?

До сих пор мы рассматривали только *последствия* вспышек сверхновых звезд. Взрывы звезд приводят к образованию в высшей степени интересных, отличающихся большим своеобразием туманностей. Эти туманности буквально «начинены» релятивистскими частицами, т. е., проще говоря,— первичными космическими лучами. Последние должны образовываться каким-то образом на самых сравнительно ранних этапах возникновения туманностей — остатков взрыва. Кроме того, как это было показано на примере Крабовидной туманности, «звездный остаток» взрыва продолжает в некоторых случаях мощную генерацию космических лучей, непрерывно «питая» образовавшуюся после взрыва туманность. Пока еще не совсем ясно, в какой степени это явление оказывается универсальным свойством «звездных остатков», хотя имеются достаточно серьезные основания связать его только со сверхновыми II типа.

Взрывы звезд имеют важное значение для физики и динамики межзвездной среды. Это огромное возмущение распространяется вначале с очень большой скоростью, которая постепенно уменьшается. Зона взрыва за несколько десятков тысяч лет распространяется на гигантскую область межзвездной среды, размеры которой исчисляются десятками парсек. В этой зоне физические условия резко отличаются от «невозмущенных». В ней существует весьма горячая плазма, нагретая до температуры в несколько миллионов кельвинов. Плотность космических лучей и напряженность магнитного поля в области, охваченной таким большим возмущением, значительно больше среднего значения, рассеиваясь в окружающей межзвездной среде, такое возмущение «обогащает» ее космическими лучами и вносит изменение в химический состав межзвездного газа.

Мы уже видели в § 16, что химический состав быстро движущихся волокон Кассиопеи А резко отличается от «обычного». Уже один этот наблюдательный факт говорит о том, что взрыв звезды является как бы «плавильным тиглем», в котором осуществляется «варка» сложных ядер. Следовательно, взрывы сверхновых звезд, выражаясь языком металлургов, осуществляют процесс «флотации» (обогащения) межзвездной среды тяжелыми ядрами.

Излишне подчеркивать, к каким необозримой важности последствиям приводит этот неуклонно действующий процесс. Ведь в «юности», еще до того как образовались галактики и звезды, Вселенная представляла собой довольно простую водородно-гелиевую плазму, возможно, с небольшой примесью дейтерия. Тяжелых ядер тогда еще не было. Это нашло свое отражение в химическом составе старейшего поколения звезд — субкарликов (см. § 12). В этой связи следует заметить, что основное обогащение межзвездной среды тяжелыми элементами произошло на самых ранних стадиях образования галактик. Тогда образовалось одновременно с нынешними субкарликами большое количество массивных и сверхмассивных звезд первого поколения, которые после десятка миллионов лет эволюции взрывались как сверхновые. Частота вспышек последних была в десятки раз больше, чем сейчас. По этой причине процесс обогащения межзвездной среды тяжелыми элементами *в основном* закончился довольно быстро, за «какие-нибудь» несколько сотен миллионов лет самой ранней истории нашей Галактики (а также, конечно, и других галактик)[1].

[1]Исключение, по-видимому, представляет процесс обогащения железом при вспышках сверхновых I типа (см. ниже).

Естественно спросить, а откуда известны эти важные детали «химической истории» нашей звездной системы? Оказывается, что эта летопись записана в метеоритах и земной коре. Тонкий химический анализ позволяет найти отношение концентраций радиоактивных изотопов ^{238}U (уран-238), ^{244}Pl (плутоний-244), ^{235}Th (торий-235), а также двух изотопов йода — ^{127}I и ^{129}I. Так как периоды полураспада у ядер этих изотопов достаточно хорошо известны, то по измеренной относительной концентрации можно получить возрасты ядер. В частности, из измеренного отношения концентрации [Pl]/[U] в образцах метеоритов следует, что эти сверхтяжелые ядра образовались 8,5—10 миллиардов лет назад, причем они образовались за сравнительно короткое время.

Очень интересные результаты получаются из анализа концентрации изотопов йода и находящегося в метеоритах тяжелого инертного газа ксенона, являющегося стабильным продуктом распада радиоактивного изотопа ^{127}I. Этот анализ показывает, что возраст изотопов йода значительно (примерно вдвое) меньше возраста изотопов урана, плутония и тория. В противном случае сравнительно короткоживущий изотоп ^{127}I не сохранился бы. С другой стороны, из анализа содержания ксенона в образцах метеоритов следует, что уже через 180 миллионов лет после своего образования изотопы йода вошли в состав кристаллического вещества метеоритов. Так как не подлежит сомнению, что метеориты образовались одновременно с Солнечной системой (около 5 миллиардов лет назад), то можно сделать вывод, что вещество, из которого образовалась эта система, было обогащено незадолго до этого вспыхнувшей сверхновой. Заметим еще, что недавно обнаруженные различия в химическом составе у облаков межзвездной среды (см. § 2) естественно объясняются влиянием вспышек сверхновых.

После нашего небольшого экскурса в увлекательную область химической истории Галактики мы возвращаемся к основному вопросу о причинах взрывов звезд, наблюдаемых как феномен сверхновых. Изучение остатков таких вспышек открывает возможность оценить некоторые важные параметры взрывов, без знания которых научное рассмотрение этой проблемы было бы невозможно. К числу таких параметров относятся масса выброшенной при взрыве оболочки, кинетическая энергия этой оболочки и ее химический состав, наличие огромного количества релятивистских частиц в остатках взрыва и их энергетический спектр. Кроме того, исследования вспышек сверхновых в других галактиках методами современной астрономии (в частности, спектроскопии) позволяют определить полное количество излученной энергии, этой важнейшей характеристики взрыва. Эти же наблюдения дают возможность определить первоначальную скорость выброшенных при взрыве газов, что позволяет оценить «удельную энергию» взрыва, т. е. количество энергии, приходящееся на грамм вещества.

Прежде всего следует подчеркнуть, что настоящей теорией взрыва звезд современная наука пока еще не располагает. Эта проблема, как и можно было ожидать, оказалась очень трудной. Все же положение не следует признавать таким уж безнадежно плохим. Ряд узловых вопросов будущей теории уже в определенной степени разработан, а главное,— поняты, правда, в довольно общей форме, те физические условия в эволюционирующей звезде, которые, закономерно меняясь, должны с неизбежностью привести к космической катастрофе.

Переходя к существующим теоретическим представлениям, касающимся причины взрыва звезд, прежде всего остановимся на возможных источниках энергии. Естественнее всего считать, что таким источником является ядерная энергия.

Мы уже довольно подробно рассматривали этот источник для объяснения «спокойного» излучения звезд во время их пребывания на главной последовательности (см. § 8). Там же подчеркивалось, что после «исчерпания» водородного ядерного горючего в центральных областях звезды характер ее эволюции значительно усложняется. Равновесное состояние звезды на конечной стадии ее эволюции зависит от первоначальной массы,

которая предполагается неизменной на протяжении всей эволюции. Последнее предположение, однако, как мы уже раньше видели в § 13, заведомо не выполняется. Например, на стадии красного гиганта у реальных звезд наружные слои отделяются, а из внутренних образуется белый карлик.

Тем не менее полезно рассматривать идеализированную модель звезды, которая все время сохраняет свою массу и к тому же не вращается. Можно полагать, что такое упрощенное рассмотрение задачи позволит выявить ряд существенных особенностей заключительной фазы звездной эволюции. Расчеты показывают, что если масса такой «идеализированной» звезды меньше чем $\sim 1{,}2$ солнечной, то конечным продуктом эволюции являются белые карлики, о которых речь шла в § 10. Для звезд с массой, большей чем 1,2, но меньшей $\sim 2{,}5$ солнечной, конфигурация с вырожденным газом уже не является равновесной. Как это было показано еще в 1938 г. американскими физиками-теоретиками Оппенгеймером и Волковым, такая звезда после исчерпания запасов ядерного горючего должна катастрофически сжаться и превратиться в сверхплотный объект размерами около 10 км — в нейтронную звезду. Мы уже упоминали об этом в § 10. Необходимо, однако, подчеркнуть, что звезды с массой, превышающей некоторый предел, близкий к 2,5 солнечной массы, в конечном итоге должны катастрофически сжаться в точку (так называемые «черные дыры», о которых подробно будет рассказано в § 24).

Таким образом, в зависимости от первоначальной массы идеализированной модели звезды теория предсказывает три типа конечного состояния «мертвых» (т. е. исчерпавших свою энергию) звезд:

1) белые карлики,

2) нейтронные звезды,

3) черные дыры.

Первые известны астрономам вот уже свыше 70 лет. Нейтронные звезды после долгих безуспешных попыток были открыты только в 1967 г. Наконец, есть некоторые основания полагать, что несколько известных объектов отождествляются с «черными дырами» (см. § 24). Таким образом, мы видим, что хотя «идеализированная» модель звезды и является крайне упрощенной, существование всех трех разновидностей «мертвых» звезд она предсказала правильно. Первоначальная теория, однако, не указывала на конкретные пути образования «мертвых» звезд.

По всем данным вспышки сверхновых связаны с *конечным* этапом звездной эволюции. Это видно хотя бы из весьма своеобразного химического состава волокон Кассиопеи А. Из сказанного следует, что можно ожидать «генетическую» связь между вспышками сверхновых и образованием нейтронных звезд и черных дыр. Последнее обстоятельство «подозревалось» давно, но только около 15 лет назад были получены прямые наблюдательные данные: в остатках сверхновых обнаружены нейтронные звезды.

Естественнее всего считать, что огромное количество энергии, освобождаемое при вспышках сверхновых, имеет ядерное происхождение. Однако далеко не всякое ядерное горючее может быть, хотя бы в принципе, ответственно за взрыв звезды. Прежде всего это относится к водороду — основному ядерному горючему, поддерживающему путем соответствующих термоядерных реакций «спокойное» излучение звезд на главной последовательности. Дело в том, что хотя выделение энергии при полном превращении водорода в гелий и очень велико ($6 \cdot 10^{18}$ эрг/г), оно происходит достаточно *медленно*. Поэтому *взрыва* (т. е. очень быстрого освобождения большого количества энергии) в этом случае произойти не может.

Медленность термоядерных реакций на ядрах водорода объясняется тем, что цепь таких реакций (см. § 8) в качестве необходимых звеньев содержит процесс β-распада. Последние же протекают весьма медленно и их нельзя никаким образом «ускорить»: ведь это же «спонтанные», т. е. самопроизвольные процессы. Например, даже при самой высокой температуре реакция превращения водорода в дейтерий:



$$\mathrm{p} + \mathrm{p} \to \mathrm{D} + \beta^+ + \nu$$

происходит из-за β-распада очень медленно. Однако при высоких температурах благодаря уже рассматривавшейся в § 8 реакции $3^4\mathrm{He} \to {}^{12}\mathrm{C}$ и последующих реакций ядер углерода с ядрами гелия (альфа-частицами) вида



$$^{12}\mathrm{C} + {}^4\mathrm{He} \to {}^{16}\mathrm{O} + \gamma, \qquad {}^{16}\mathrm{O} + {}^4\mathrm{He} \to {}^{20}\mathrm{Ne} + \gamma$$

может возникнуть очень большое количество легких ядер углерода, кислорода и неона. Ядра этих легких элементов могут уже при температуре около ста миллионов кельвинов вступить в реакции с протонами, сопровождаемые значительным, а главное, быстрым выделением энергии, так как такие реакции не сопровождаются β-распадом. Однако этим способом каждое ядро легкого элемента может последовательно присоединить к себе не более трех-четырех протонов, что обеспечит выход энергии около 10—20 МэВ на одно ядро. Для более тяжелых ядер, получаемых путем последовательного присоединения протонов, наличие β-распада сильно замедляет реакцию, отчего она потеряет свой «взрывной» характер. Все же даже 3—4 последовательных присоединения протонов дают неплохую «взрывчатку». Весь вопрос, однако, заключается в том, хватает ли у звезды нужного количества ядер легких элементов, чтобы при их взрыве (как это может случиться, мы пока не обсуждаем) выделилось нужное количество энергии.

Если химический состав звезды, которая должна взорваться, такой же, как у Солнца, то в каждом грамме ее вещества содержится примерно $5 \cdot 10^{20}$ легких ядер. Если каким-то образом взрывная реакция на легких ядрах описанного выше вида произойдет, то удельный выход энергии будет $\sim 10^{16}$ эрг/г. Это мало! Ведь в случае сверхновых II типа удельный выход энергии по крайней мере в 10 раз больше. Если мы на минутку вообразим себе, что наше Солнце взорвалось бы вследствие такой реакции, то выделилась бы энергия $\sim 10^{49}$ эрг, а это все-таки в десять раз меньше, чем выделяется энергии при вспышках сверхновых I типа. Если предположить, что по какой-то неизвестной причине недра Солнца нагрелись бы до температуры в сто миллионов кельвинов, то скорее всего последовал бы взрыв. Однако скорость разлета газов не превышала бы, скажем, 500 км/с, а это по крайней мере в десять раз меньше, чем наблюдаемая скорость разлета при вспышке сверхновых (см. § 15).

Если мы хотим объяснить катастрофическое выделение энергии при вспышке сверхновой ядерными реакциями (а такие взрывные реакции могут происходить только с ядрами легких элементов), то необходимо предположить, что химический состав недр взорвавшейся звезды должен быть резко отличен от солнечного. Это различие должно выражаться в несравненно большем обилии легких элементов (азот, кислород, углерод, неон) по отношению к водороду, чем на Солнце. Например, если на Солнце на каждую тысячу атомов водорода приходится только один атом какого-нибудь из этих элементов, то у звезды, которая должна взорваться, количество легких атомов должно составлять уже 2—3% от количества атомов водорода. Но эта звезда когда-то образовалась из межзвездной среды, химический состав которой почти такой же, как у солнечной атмосферы. Это означает, что в процессе эволюции химический состав звезды, которая должна взорваться, подвергся благодаря разного рода ядерным реакциям весьма значительному изменению. Это изменение как бы «подготовило» звезду для взрыва, образовав там потенциальный «пороховой погреб», наполненный взрывоопасным ядерным горючим.

При очень высоких температурах, которые неизбежно должны возникнуть, когда пойдут реакции на легких ядрах (речь идет о температуре порядка миллиарда кельвинов), вещество начнет обладать взрывной неустойчивостью по причине очень быстро протекающих реакций типа



$$^{12}\mathrm{C} + {}^{12}\mathrm{C} \to {}^{20}\mathrm{Ne} + {}^{4}\mathrm{He}, \qquad {}^{12}\mathrm{C} + {}^{12}\mathrm{C} \to {}^{23}\mathrm{Na} + \mathrm{p}$$

и аналогичных реакций для ^{16}O, ^{20}Ne и других легких элементов. Характерное время для таких реакций около 1 с, а удельный выход энергии достигает $5 \cdot 10^{17}$ эрг/г. Если бы, например, взорвалась масса такого вещества, равная 0,1 массы Солнца, то выделилось бы $\sim 10^{50}$ эрг энергии, что уже близко к энерговыделению во время вспышек сверхновых I типа.

Таким образом, мы можем сделать вывод, что потенциально возможным ядерным горючим, ответственным за взрывы звезд, может быть только вещество, в высокой степени обогащенное легкими элементами. Обычная космическая «микстура» с химическим составом, подобным солнечному, не может ни при каких обстоятельствах привести к ядерному взрыву звезды. Пока, однако, совершенно открытым остается вопрос, каким же образом реализуется «подготовка» условий, необходимых для ядерного взрыва.

Наконец, остается возможность, что главным источником взрыва звезд является освобождение не ядерной энергии, а гравитационной при катастрофическом сжатии. Скорее всего, имеют значение оба вида энергии, хотя, как мы уже говорили выше, вся картина взрыва звезды еще далека от ясности. Тем не менее мы все же остановимся на некоторых теоретических разработках, которые, несомненно, будут полезны при создании в будущем (может быть, недалеком) теории взрыва звезд.

Английские теоретики Хойл и Фаулер рассмотрели интересную модель звезды накануне ее взрыва («предсверхновая»). Они ограничились вначале случаем сравнительно массивной звезды, $M = 30$ солнечных масс, причем за время эволюции перемешивания вещества не было. У таких звезд вещество в центральной части невырожденно, так как плотность там сравнительно невелика (см. § 12).

Можно полагать, что эти расчеты имеют отношение к проблеме вспышек сверхновых II типа. На заключительной фазе эволюции температура вещества в центральных областях такой звезды (вернее, модели звезды) очень велика, порядка нескольких миллиардов кельвинов. При такой температуре весь водород и гелий уже выгорели. Ядерные реакции идут очень быстро. Равновесное состояние вещества характеризуется преобладанием ядер элементов группы железа, имеющих минимальное значение «коэффициента упаковки». Ядро такой звезды окружено «мантией», температура которой значительно ниже, например, меньше миллиарда кельвинов. Химический состав этой оболочки резко отличен от химического состава ядра. В «мантии» преобладают легкие элементы — кислород, азот, неон, т.е. потенциальное ядерное горючее, необходимое для взрыва звезды. Наконец, «мантия» окружена самой наружной, водородно-гелиевой оболочкой. По расчетам этой модели масса центрального железного ядра составляет 3 солнечные массы, масса кислородной мантии 15, а все остальное приходится на долю довольно разреженной наружной водородно-гелиевой оболочки.

Условия для ядерного взрыва создаются тогда, когда в процессе эволюции железное ядро начнет катастрофически сжиматься (коллапсировать). Характерное время такого сжатия близко к времени свободного падения и составляет около 1 с. При катастрофическом сжатии ядра нарушается механическое равновесие и остальной части звезды, т. е. вес ее выше лежащих слоев уже не уравновешивается давлением газа снизу, и тогда наружные слои звезды начнут падать по направлению к ее центру. Через небольшой промежуток времени (тоже около секунды) кинетическая энергия падающей оболочки превратится в тепловую, что повлечет за собой быстрый ее нагрев. Тем самым создадутся условия для ядерного взрыва находящихся там легких элементов.

Весьма важным, однако, является то обстоятельство, что катастрофическое сжатие ядра звезды должно произойти за время меньшее, чем то, которое нужно для «спокойной» перестройки оболочкой своей структуры без взрыва. В § 6 довольно подробно уже обсуждали этот вопрос в связи с проблемой нарушения механического равновесия звезды, вызванного мгновенным «местным» выделением некоторого количества энергии. Время «спокойной» перестройки структуры звезды определяется скоростью звука, проходящего через нее. Эта скорость — порядка

$$v_з = \left(\frac{\bar{P}}{\bar{\rho}}\right)^{1/2} \sim \left(\frac{GM}{R}\right)^{1/2}$$

(ср. § 6). В нашем случае, при размерах «мантии» звезды $3 \cdot 10^9$ см скорость $v_з \sim 10^9$ см/с, а время прохождения волны сжатия через звезду $t_з \sim R/v_з \sim 3$ с. Теперь важно понять, что если бы при сжатии ядра стала достаточно быстро расти температура его вещества, то сжатие не происходило бы катастрофически быстро. При этом звезда в каждый момент времени успевала бы «подстроить» свою структуру под изменившиеся условия в ядре и никакого взрыва не произошло бы. Об этом мы довольно подробно рассказывали, когда рассматривалось равновесие звезды (см. § 6).

Катастрофическим сжатие будет только тогда, когда у ядра имеется «холодильник», отбирающий у него выделяющуюся при сжатии тепловую энергию. Заметим, что мощность такого «холодильника» должна быть исключительно высокой, порядка 10^{18} эрг/г.

В настоящее время можно указать по крайней мере на два типа таких «холодильников». На первый обратили внимание Хойл и Фаулер. Он сводится к огромному поглощению энергии при диссоциации ядер железа на альфа-частицы и нейтроны. При повышении температуры такой процесс диссоциации неизбежен и будет сопровождаться поглощением огромного количества «скрытой теплоты диссоциации». Из каждого ядра железа получается 13 альфа-частиц и 4 нейтрона. Энергия связи нуклонов в ядре железа равна 8,79 МэВ, в то время как средняя энергия связи одного нуклона в полученной после диссоциации смеси альфа-частиц и нейтронов всего лишь 6,57 МэВ. Следовательно, чтобы разрушить (диссоциировать) железо на альфа-частицы и нейтроны, нужно истратить 2,22 МэВ на нуклон энергии или $2 \cdot 10^{18}$ эрг/г. Что и говорить, превосходный холодильник! Его «работа» будет состоять в том, что как только при сжатии температура железного ядра поднимется до некоторой величины, ее дальнейший рост «надолго» прекратится, так как выделяющаяся при сжатии гравитационная энергия пойдет на диссоциацию ядер железа. А остановка нагрева сжимающегося ядра как раз и создаст благоприятные условия для детонации «порохового погреба» звезды, так как при этом ядро будет катастрофически сжиматься, а оболочка, не успевая «спокойно» перестроить свою структуру, станет падать к центру звезды, быстро при этом нагреваясь. Из-за этого пойдут взрывные реакции на легких элементах, входящих в состав «мантии».

Такова общая картина взрыва массивной звезды, как она представляется из исследований Хойла и Фаулера. Из этой картины следует, что прежде чем взорваться, звезда должна была уже далеко продвинуться в своей эволюции. Существенно, что при этом радикально изменится химический состав ее недр. В частности, свыше половины массы звезды, представлявшей в начале эволюции водородно-гелиевую смесь, превратилось в легкие элементы. Непосредственной причиной, вызывающей взрыв звезды, является катастрофическое сжатие ее железного ядра в присутствии такого «холодильника», каким является скрытая теплота диссоциации железа на гелий и нейтроны. По-видимому, такой путь эволюции может быть типичным для достаточно массивных звезд. Поэтому описанная выше теория должна соответствовать вспышкам сверхновых II типа. Следует, однако, подчеркнуть, что несмотря на содержащиеся в этой теории ценные идеи, ее еще никак нельзя рассматривать как полное описание процессов, происходящих при вспышках сверхновых

II типа. Так, например, эта теория совершенно не учитывает, что если вещество нагреется до температуры в несколько миллиардов кельвинов, там начнут в очень большом количестве образовываться нейтрино и антинейтрино. Эти частицы будут выходить из звезды, унося с собой огромное количество энергии.

Ядерные реакции, приводящие к образованию нейтрино (ν) и антинейтрино ($\tilde{\nu}$), выглядят следующим образом (так называемый «урка-процесс»):

$$e^+ + n \to \tilde{\nu} + p; \qquad e^- + p \to n + \nu. \tag{18.1}$$

Уже начиная с температуры $T \approx 0{,}5 \cdot 10^9$ К нейтринное излучение массивных звезд превосходит их фотонное излучение. По мере повышения температуры сжимающегося ядра мощность нейтринного излучения звезды растет в огромной степени. Особенно оно увеличивается после того как железо в центральных частях звезды окажется диссоциированным, т. е. на более поздней стадии сжатия. Так как после такой диссоциации железный «холодильник» перестанет существовать, начнется новое, довольно быстрое повышение температуры ядра. Когда последняя повысится до 20 миллиардов кельвинов (к тому времени плотность ядра уже будет около 10^{10} г/см^3), начнется расщепление альфа-частиц и появится значительное количество свободных (т. е. не связанных в ядрах) протонов и нейтронов. Это приведет к резкому увеличению скорости образования нейтрино и антинейтрино (см. формулу (18.1)). Они будут выходить из ядра, унося оттуда огромное количество энергии. Тем самым появится новый, исключительно мощный «холодильник».

Огромная энергия нейтринного излучения черпается из гравитационной энергии сжимающегося ядра. Покидающие звезду нейтрино и антинейтрино имеют энергии около 10 МэВ, что значительно выше, чем энергия солнечных нейтрино (см. §§ 8 и 9). Когда температура сжимающегося ядра достигнет 40 миллиардов кельвинов, а плотность будет $\sim 3 \cdot 10^{11}$ г/см^3, возникнет новая ситуация: ядро звезды перестанет быть прозрачным для нейтрино. Последние будут поглощаться протонами и нейтронами (реакция (18.1), только читаемая справа налево!). Тем самым новый «холодильник» выключается, резко поднимается температура ядра, а процесс сжатия сильно замедляется. По-видимому, сжатие ядра прекращается совсем, когда его плотность достигает величины $\sim 3 \cdot 10^{13}$ г/см^3, а температура превосходит сто миллиардов кельвинов. Падающая на центр звезды оболочка останавливается, быстро нагревается, и «пороховой погреб» (т. е. легкие элементы в мантии) взрывается. Такова общая картина взрыва массивной звезды с учетом процессов образования нейтрино и антинейтрино в ее горячих, сжимающихся недрах. Заметим еще, что сжимающееся ядро может быстро перестать сжиматься еще по совершенно другой причине. Дело в том, что пока мы еще не учитывали *вращения* сжимающейся звезды. На основании известного из механики закона сохранения вращательного момента по мере сжатия звезды линейная скорость ее вращения быстро растет. Может возникнуть такая ситуация, что возникающие при этом огромные центробежные силы прекратят сжатие ядра звезды, как бы «застабилизировав» его. Тем самым остановится и сильно нагреется падающая на центр звезды «мантия» и создадутся условия для ядерного взрыва.

Не следует забывать еще, что вся описанная выше сложная физическая картина сжатия звезды, предшествующая ее взрыву, происходит за ничтожно малое время, около одной десятой секунды. За это время катастрофически сжимающаяся звезда излучит огромное количество нейтрино. Расчеты показывают, что полная энергия этих нейтрино достигает значения $\sim 10^{52}$ эрг, т. е. почти в сто раз больше кинетической энергии выброшенной оболочки звезды! Это примерно в тысячу раз больше, чем энергия нейтринного излучения Солнца за все время его эволюции, т. е. за 5 миллиардов лет. По крайней мере 99% освободившейся при катастрофическом сжатии звезды гравитационной энергии переходит в нейтрино и только едва 1% — в те виды энергии, которые наблюдаются астрономами. Заметим, что энергичные нейтрино легче взаимодействуют с веществом, т. е. их легче

обнаружить экспериментально. Если бы где-то в Галактике вспыхнула сверхновая II типа на расстоянии нескольких тысяч парсек от нас, и мы знали бы момент вспышки с точностью в несколько сотых секунды, то существующая на Земле приемная аппаратура (типа описанной в § 9) позволила бы эту вспышку зарегистрировать. Это имело бы огромное значение для понимания природы взрыва звезд. Пока, однако, о таком эксперименте мы можем только мечтать.

Спецификой структуры звезд со сравнительно небольшой массой на поздней стадии эволюции является наличие у них весьма плотного вырожденного ядра (см. § 11). В этом случае катастрофическое сжатие центральных областей звезды обусловлено поглощением вырожденных электронов ядрами, которое имеет место при достижении эволюционирующей звездой некоторой, достаточно высокой плотности, большей чем 10^{11} г/см^3[1]. При этом образуется большое количество нейтронов. Так же как и в случае массивных звезд, не поддерживаемая давлением вырожденных электронов оболочка «обрушится» и начнет падать к центру звезды. Там, где эта оболочка ударится о сжимающееся ядро, произойдет сильный разогрев вещества (до $5 \cdot 10^{11}$ К). По этой причине возникнет мощное нейтринное излучение («урка-процесс»; см. формулу (18.1)), которое поглотится оболочкой. Тем самым оболочка сильно нагреется, и произойдет взрыв из-за ядерных реакций на легких элементах. В этой картине, однако, многое остается не ясным. Например, столь же возможно, что нейтрино образуется во всей толще ядра, которое должно быть достаточно горячим.

Реальная картина взрыва звезд сравнительно малой массы может сильно отличаться от намеченной выше схемы. Так, существенную роль может играть магнитное поле сжимающейся звезды и, особенно, вращение ее ядра. В процессе сжатия магнитное поле может достигнуть очень большого значения, порядка нескольких миллиардов эрстед (о причинах этого см. § 20). При некоторых условиях магнитное поле может переносить освобождающуюся при сжатии гравитационную энергию наружу, в оболочку, что вызовет сильный нагрев и детонацию последней. Вообще, магнитное поле в астрофизике довольно часто играет роль «приводного» ремня для транспортировки значительного количества энергии.

Теория взрыва звезд должна не только указать на причину взрыва в связи с предыдущей эволюцией звезды, не только оценить величину энергии взрыва, но и объяснить кривые блеска сверхновых. Почему, например, так похожи друг на друга кривые блеска сверхновых I типа? И почему столь разнообразны кривые блеска сверхновых II типа? Надо сказать, что эти вопросы для теоретиков оказались очень трудными. Один путь решения этой проблемы сводился к рассмотрению распространения сильной ударной волны, возникшей после детонации «мантии» в протяженной наружной оболочке звезды с уменьшающейся по мере удаления от ее центра плотностью. В таком случае свойства ударной волны определяются энергией взрыва и законом уменьшения плотности в наружной оболочке.

Выход сильной ударной волны на поверхность звезды и наблюдается как явление вспышки сверхновой. По этой причине изучение «кривых блеска» сверхновых позволяет, в принципе, понять характер взрыва и выяснить природу взрывающихся звезд.

Начиная с середины 60-х годов советские теоретики В. С. Имшенник и Д. К. Надежин со своими сотрудниками занимались нелегкими расчетами распространения ударных волн в наружных слоях сверхновых звезд. При этом сам механизм взрыва не конкретизировался — в этом не было нужды. Достаточно было только предположения о «мгновенном» (проще говоря — достаточно быстром) выделении нужного количества энергии в центре взрывающейся звезды, поскольку в случае распространения сильной ударной волны в

[1]Для этого нужно, конечно, чтобы звезда за время существования Галактики успела проэволюционировать, т. е. ее масса должна быть не меньше, чем $1{,}2 \div 1{,}3 M_{\odot}$.

среде с уменьшающейся наружу плотностью имеет место очень слабая зависимость газодинамических характеристик (давление, поле скоростей и пр.) от особенностей взрыва. Нужно только задать полную энергию взрыва и закон падения плотности в звезде.

Результаты таких расчетов оказались весьма интересными. Прежде всего, стало очевидным, что если взрыв происходит в компактной, достаточно массивной звезде (например, звезде главной последовательности), то кривые блеска *качественно* отличаются от наблюдаемых. Прежде всего, максимум блеска оказывается очень резким и длится не больше чем 20 минут, в то время как согласно наблюдениям длительность максимума 1—2 суток. Кроме того, максимальный блеск оказывается очень незначительным — в сотни раз меньше наблюдаемого.

Для того чтобы получить кривую блеска, более или менее сходную с наблюдаемой (т. е. существенно увеличить длительность в максимуме и светимость), необходимо предположить, что звезда перед взрывом является гигантом или, лучше, сверхгигантом. Расчеты показывают, что при сильном взрыве радиус звезды почти не увеличивается — происходит только сильный нагрев атмосферы звезды ударной волной. В принципе, вместо красного сверхгиганта с протяженной атмосферой можно принять модель звезды, у которой происходит медленное истечение вещества с ее поверхности, в результате чего вокруг звезды образуется весьма протяженная оболочка, причем ее плотность уменьшается наружу примерно обратно пропорционально квадрату расстояния.

Развитая советскими авторами «гидродинамическая» теория взрыва массивной звезды хорошо согласуется с современной теорией звездной эволюции. Согласно этой теории (см. § 12) фаза красного гиганта или сверхгиганта является неизбежной. Начало этой фазы связано с коренной перестройкой структуры центральных областей звезды, создающей предпосылки для гравитационного коллапса ее ядра. Следовательно, образование весьма протяженной оболочки и способного к коллапсу ядра происходят «в одну эпоху» жизни звезды. Однако совпадение этих явлений вовсе не обязательно должно быть строгим. Возможно и даже весьма вероятно, что сравнительно кратковременная фаза красного гиганта закончится *до* гравитационного коллапса ядра. В этом случае, после потери наружной, богатой водородом оболочки, образуется довольно компактная «гелиевая» звезда типа Вольфа — Райе. Явление гравитационного коллапса, конечно, не зависит от того, есть ли вокруг звезды протяженная водородная оболочка или нет. Мы приходим к представлению, что почти *все* массивные звезды типа Вольфа — Райе должны взрываться как сверхновые. Так как длительность фазы Вольфа — Райе у массивных звезд сравнима с длительностью фазы красного гиганта, следует ожидать, что число взрывающихся звезд типа Вольфа — Райе должно быть сравнимо с числом взрывающихся массивных сверхгигантов.

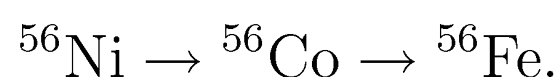
Но, на основании расчетов Имшенника и Надежина, взрывающиеся компактные звезды типа Вольфа — Райе *совершенно непохожи* ни на какие сверхновые. Они на 5—6 величин слабее (в максимуме) и имеют ненаблюдаемо-узкий максимум на кривой блеска. Мы приходим, таким образом, к представлению о необходимости существования «карликовых сверхновых», открытых на кончике пера советскими теоретиками. Очень похоже, что таким объектом является Кассиопея А, а также Сверхновая 1181 г., светимость которой в максимуме была в сотню раз меньше обычной. Другим важным выводом из расчетов советских авторов является утверждение, что в тесных двойных системах не могут вспыхивать сверхновые II типа, так как перетекание масс в процессе эволюции компонент препятствует образованию протяженной, богатой водородом оболочки.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что основным предположением, сделанным при расчетах распространения ударной волны в наружных слоях звезды, является постулат о *мгновенном* выделении энергии в ее центральной части. Можно, однако, предложить по крайней мере два механизма *постепенного* (т. е. достаточно *медленного*) выделения энергии. Первый механизм связан с образованием в центре коллапсирующей звезды быстро вращающегося намагниченного пульсара. Тормозясь, такой пульсар будет непрерывно

выделять энергию в виде жестких фотонов и корпускул. Мощность энерговыделения молодого пульсара более чем достаточна для «накачки» энергии в оболочку пульсара, но конкретные условия работы такой «машины» еще далеко неясны.

Другим механизмом непрерывной накачки энергии в оболочку взорвавшейся звезды является радиоактивность образующихся в процессе коллапса некоторых ядер. Эта гипотеза с очевидной легкостью объясняет экспоненциальный характер кривых блеска сверхновых I типа после максимума: показатель экспоненты определяется периодом полураспада соответствующего «рабочего изотопа»). В качестве последнего Бааде и др. еще в 1956 г. предложили... трансурановый элемент калифорний-254. Ядра этого изотопа спонтанно делятся на осколки с энергией ~ 200 МэВ. Гипотеза эта, единственным обоснованием которой является подходящее значение периода полураспада ^{254}Cf, по ряду причин оказалась совершенно несостоятельной.

На смену ^{254}Cf пришли другие «рабочие вещества». В последние годы в качестве такого вещества теоретики используют радиоактивный изотоп никеля-56, дающий начало цепи β-радиоактивных превращений:



$$^{56}\mathrm{Ni} \rightarrow {}^{56}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{56}\mathrm{Fe}.$$

Период полураспада ^{56}Ni составляет 6,1 суток, в то время как у ^{56}Co он равен 77 суткам. В процессе этих распадов основная часть энергии выделяется в виде γ-квантов с энергией ~ 1 МэВ и только 20% энергии выделяется в виде быстрых позитронов.

Образование в процессе коллапса плотного ядра, почти целиком состоящего из столь «экзотической» субстанции, как радиоактивный ^{56}Ni, представляется вполне возможным и даже закономерным. Можно показать, что для обеспечения энергетики взрыва масса такого ядра должна быть $\sim 0{,}5 M_\odot$. Теоретические расчеты кривых блеска в случае «медленного» выделения энергии, выполненные советскими авторами, доказывают, что такой взрыв в ядре «компактной звезды» (даже белого карлика) вполне может объяснить явление вспышки сверхновой I типа.

Очень серьезным наблюдательным подтверждением справедливости гипотезы «радиоактивного никеля» является обнаружение в «послемаксимальном» спектре сверхновой 1972-е многочисленных эмиссионных линий железа. Решающим аргументом является недавнее обнаружение резонансных ультрафиолетовых линий поглощения в спектре горячей звезды, на которую проектируется остаток вспышки Сверхновой 1006 г.

Из того факта, что сверхновые II типа наблюдаются преимущественно в спиральных рукавах, следует вывод, что первоначальная масса этих взрывающихся звезд должна быть больше $7M_\odot$. Напротив, сверхновые I типа, как уже отмечалось в § 15, наблюдаются во всех галактиках, в частности эллиптических, а в спиральных галактиках к рукавам спиральной структуры отнюдь не концентрируются. Из последнего обстоятельства следует вывод, что их массы должны быть меньше $7M_\odot$.

Как уже говорилось раньше, в эллиптических галактиках вспыхивают только сверхновые I типа. Вспышки сверхновых в таких галактиках нелегко объяснить, так как процесс звездообразования там давно закончился. В Е-галактиках в современную эпоху должны быть только звезды с массой, меньшей солнечной, а такие звезды вспыхивать не могут. Тем не менее они вспыхивают. Шацман предложил изящную гипотезу, согласно которой вспышки в этих галактиках происходят в тесных двойных системах, одной из компонент которых является белый карлик. Когда в процессе эволюции вторая компонента начнет разбухать, газ станет из нее перетекать на белый карлик, совсем как в случае обычных новых звезд (см. § 14). После того как масса белого карлика превысит чандрасекаровский предел, произойдет взрыв.

С другой стороны, из наблюдений следует, что вспышки сверхновых I типа в спиральных и неправильных галактиках связаны с процессом звездообразования. Отсюда следует,

что массы вспыхивающих звезд должны лежать в пределах 3—7 $M_{\odot}$. Таким образом, с одной стороны, взрываются белые карлики, массы которых равны чандрасекаровскому пределу (в E-галактиках), а с другой — сравнительно массивные звезды (в спиральных и неправильных галактиках), причем спектры и кривые блеска в обоих случаях совершенно одинаковы! По мнению автора этой книги, парадокс этот разрешается следующим образом. Если в процессе эволюции звезды в ней образовалось ядро, масса которого с точностью 1% равна чандрасекаровскому пределу, M_{Ch}, после отделения наружной оболочки оно взорвется как сверхновая I типа. Если же массы ядер больше M_{Ch}, то будет иметь место взрыв сверхновой II типа. Наконец, если масса ядра меньше M_{Ch} никакого взрыва сверхновой не будет и образуется белый карлик. Таким образом, открывается возможность понять явления вспышек сверхновых разных типов с единой точки зрения.

Часть IV

Звезды умирают

§ 19. Нейтронные звезды и открытие пульсаров

> ...Быть званным в большую сферу и чтобы не было видно, как ты там движешься — вот это и есть дыра!..
>
> (*Шекспир*, «Антоний и Клеопатра», второй акт, седьмая сцена)

Как уже говорилось во второй части этой книги, заключительная фаза эволюции звезды, наступающая после того, как будут в значительной степени исчерпаны ресурсы ее ядерного водородного горючего, существенно зависит от массы звезды. Мы подчеркиваем оговорку «существенно», так как, кроме первоначальной массы, на эволюцию звезды может влиять скорость и характер ее вращения, степень намагниченности, принадлежность звезды к тесной двойной системе (см. § 14) и, возможно, другие факторы. Все же роль первоначальной массы является решающей. В идеальном случае, когда рассматривается модель невращающейся, лишенной магнитного поля изолированной звезды, теория предсказывает три «исхода» жизни звезды в зависимости от ее первоначальной массы (см. часть II):

1. Если первоначальная масса ядра звезды меньше, чем (приблизительно) $1{,}2M_\odot$, то она после сравнительно кратковременной стадии красного гиганта превращается в белый карлик, который после остывания, через несколько миллиардов лет, становится холодным «черным карликом», т. е., образно выражаясь, мертвым космическим телом, «трупом» звезды. Об этом подробно рассказано в § 13.

2. Если первоначальная масса ядра звезды превосходила $\sim 1{,}2M_\odot$, но была меньше $\sim 2{,}4M_\odot$, то после исчерпания существенной части ядерного горючего произойдет катастрофа. Внутренние слои звезды под влиянием силы тяготения, которой уже не может противодействовать газовое давление, обрушатся к центру звезды. Почти одновременно с этим наружные слои звезды в результате взрыва будут выброшены с огромной скоростью порядка 10000 км/с. Это явление будет наблюдаться как вспышка сверхновой (см. часть III). Падая со скоростью свободного падения, за какие-нибудь несколько секунд внутренние слои звезды сожмутся в сотню тысяч раз. При этом объем звезды уменьшится в 10^{15} раз, ее средняя плотность во столько же раз увеличится и превзойдет ядерную, а линейные размеры станут всего лишь порядка 10 км. Достигнув таких размеров и такой плотности, звезда застабилизируется и ее дальнейшее сжатие практически прекратится. Опять образуется равновесная конфигурация, но уже в условиях, качественно отличных от равновесия «обычной» звезды. Физические свойства такого сверхплотного вещества, давление которого уравновешивает силу гравитационного притяжения «сколлапсировавшей» звезды, весьма необычны. Во многом они сходны со свойствами вещества атомного ядра, представляющего собой смесь сильно взаимодействующих протонов и нейтронов. Такой объект подобен макроскопической «ядерной капле». Отличие этого агрегата от ядерного вещества состоит главным образом в том, что для сколлапсировавшей

звезды по причине ее большой массы фундаментальное значение имеет гравитационное взаимодействие ее элементов, между тем как для ничтожных по своей массе ядер гравитация несущественна. Вполне понятно, почему звезду, образовавшуюся в результате гравитационного коллапса, теоретики уже давно, еще в тридцатых годах нашего столетия, назвали «нейтронной».

Итак, взрывы сверхновых звезд сопровождаются образованием нейтронных звезд — качественно нового типа космических объектов, существование которых было давно предсказано теоретиками.

3. В случае, если масса ядра сколлапсировавшей звезды превосходит некоторый критический предел (около 2,5—3 $M_{\odot}$), ее неограниченное сжатие под давлением силы гравитации уже ничем нельзя остановить. При этом нейтронная звезда как стабильное образование возникнуть не может. Ничем не компенсируемая сила гравитации будет сколь угодно сильно сжимать вещество коллапсирующей звезды, размеры которой будут становиться сколь угодно малыми. Звезда будет сжиматься в точку, но... Но здесь выступают на первый план парадоксальные закономерности общей теории относительности. Из-за огромного значения гравитационного потенциала эффекты общей теории относительности, которые в «нормальных» космических условиях совершенно ничтожны по величине, здесь становятся решающими. Связанная с такой ситуацией увлекательнейшая проблема черных дыр, являющаяся сейчас едва ли не центральной проблемой астрономии, будет рассматриваться в § 24. А здесь мы подробно рассмотрим не менее интересную проблему нейтронных звезд.

Из трех видов «продуктов» заключительного этапа эволюции звезд (белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры) первыми были обнаружены астрономическими наблюдениями белые карлики (см. часть II). Важно еще раз подчеркнуть, что в этом случае практика намного опередила теорию. Белые карлики были, так сказать, «эмпирически» открыты до того, как астрономы поняли, что такое звезда и почему она светит. К понятию «вырожденный газ» физики пришли значительно позже того как были открыты белые карлики. Конечно, ничего удивительного в этом нет — ведь в любом куске металла, известного человечеству еще со времен бронзового века, как оказалось, электроны находятся в вырожденном состоянии. Видеть и изучать это еще не значит *понять*, да и уровни понимания могут быть разные. Все же факт остается фактом: белые карлики были сначала *увидены*, а затем *поняты*.

Совсем по-другому сложилась ситуация с нейтронными звездами. Они были открыты теоретиками «на кончике пера» за треть столетия до того, как их реально обнаружили астрономы. А в XX веке треть столетия — это очень большой срок! Причина такого запоздания в открытии нейтронных звезд вполне понятна: их, как это сразу же стало ясно, очень трудно обнаружить астрономическими наблюдениями. Если размер космического тела всего лишь 10 км, то даже при расстоянии до него, равном расстоянию до ближайших звезд (~ 10 световых лет), его нельзя обнаружить, пользуясь самыми мощными телескопами. В самом деле, если температура поверхности такого тела (моделирующего нейтронную звезду) такая же, как на поверхности Солнца, т. е. 6000 K, то абсолютная звездная величина его $\sim 30^m$, а видимая звездная величина будет всего лишь 27^m. Между тем предельная звездная величина слабейших астрономических объектов, доступных крупнейшим современным оптическим телескопам, составляет около 24^m. Если поверхность нейтронной звезды будет так же горяча, как у самых горячих из известных оптической астрономии звезд ($\sim 100\,000$ K), то она все равно не сможет быть обнаружена. И это даже тогда, когда предполагаемое расстояние до нейтронной звезды так неправдоподобно мало! В действительности расстояния до ближайших нейтронных звезд, скорее всего, порядка

нескольких десятков световых лет. Отсюда ясно, что все попытки обнаружить нейтронные звезды оптическими методами должны были быть обречены на неудачу.

Начиная с 1964 г., однако, ситуация с возможностью наблюдений нейтронных звезд, казалось бы, резко изменилась. Возникновение рентгеновской астрономии ознаменовало собой новый этап в многолетних поисках возможностей обнаружить нейтронные звезды и тем самым доказать реальность их существования. Подробно об успехах рентгеновской астрономии будет рассказано в § 23. Здесь мы только заметим, что уже сразу же после открытия первых космических источников рентгеновского излучения возникло подозрение, что это и есть долгожданные нейтронные звезды. На первый взгляд, для такого предположения были вполне достаточные основания. В самом деле, только что образовавшаяся в результате гравитационного коллапса нейтронная звезда должна иметь исключительно высокую температуру, порядка нескольких миллиардов кельвинов (см. § 18). Допустим, для простоты расчетов, что температура поверхности такой звезды равна одному миллиарду кельвинов. Тогда следует ожидать, что такой объект будет излучать как абсолютно черное тело с этой температурой, причем максимум излучения по закону смещения Вина $\lambda_m T = 0{,}3$ будет соответствовать длине волны $\lambda_m = 3 \cdot 10^{-10}$ см $= 0{,}03$ Å, а соответствующая энергия квантов излучения $h\nu \sim 400$ кэВ, т. е. будет приходиться на область очень жестких рентгеновских лучей. Согласно закону Стефана — Больцмана единица поверхности такого объекта (т. е. 1 см^2) будет излучать в рентгеновском диапазоне чудовищную мощность $\sigma T^4 = F = 10^{32}$ эрг/см$^2 \cdot$ с, а вся сверхгорячая нейтронная звезда будет излучать мощность $L = 4\pi R^2 F \approx 10^{45}$ эрг/с, где $R = 10^6$ см — радиус нейтронной звезды.

Величина L непомерно велика: достаточно сказать, что вся наша звездная система — Галактика, состоящая из сотни миллиардов разнообразнейших звезд, излучает во всем спектральном диапазоне только $\sim 10^{44}$ эрг/с. Если бы даже температура T была равна 10^8 K (это довольно умеренная оценка температуры «новорожденной» нейтронной звезды), то L была бы $\sim 10^{41}$ эрг/с, что также представляет собой очень большую величину. Максимум излучения в этом случае приходился бы на рентгеновские кванты с энергией $h\nu \sim 40$ кэВ. В этом более мягком диапазоне энергий рентгеновских квантов как раз и работает большинство существующих приемников космической рентгеновской радиации. Допустим теперь, что такая горячая нейтронная звезда находится на противоположном краю нашей Галактики, скажем, на расстоянии $r \sim 60\,000$ световых лет, или $6 \cdot 10^{22}$ см. Тогда поток рентгеновского излучения от нее будет $F \approx 2{,}5 \cdot 10^{-7}$ эрг/см$^2 \cdot$ с, а это в сотню раз больше потока рентгеновского излучения от самого яркого источника Скорпион X-1 в этом «жестком» диапазоне (см. § 23). Между тем техника современной рентгеновской астрономии позволяет измерять потоки в несколько миллионов раз более слабые.

Казалось бы, все хорошо! Тем более, что и спектр у ряда рентгеновских источников вполне можно было истолковать как спектр нагретого до температуры в несколько десятков миллионов кельвинов «черного» тела. На какой-то миг создалось впечатление, что таинственные нейтронные звезды — гордость теоретической мысли XX века — наконец-то обнаружены. Увы, природа и на этот раз оказалась намного сложнее и богаче, чем примитивные представления о ней, бытовавшие в умах большого количества ученых. Расчеты показали, и при том со всей убедительностью, что первоначально горячие нейтронные звезды остывают катастрофически быстро. Например, при очень высоких температурах вещества действует совершенно специфический механизм охлаждения, связанный с аннигиляцией пар электронов и позитронов и образованием нейтрино ν и антинейтрино $\tilde{\nu}$:

$$e^+ + e^- \to \nu + \tilde{\nu}. \tag{19.1}$$

При более низких температурах нейтрино будут образовываться при реакциях

$$n + n \to n + p + e^- + \tilde{\nu}; \quad n + p + e^- \to n + n + \nu. \tag{19.2}$$

Образующиеся в большом количестве нейтрино будут беспрепятственно выходить из нейтронной звезды, унося с собой огромное количество энергии, что приводит к ее быстрому остыванию. Расчеты показывают, что уже спустя примерно месяц после рождения нейтронной звезды температура ее поверхности станет ниже 10^8 K. На самом деле остывание нейтронной звезды может происходить еще быстрее, потому что вещество нейтронной звезды, по-видимому, находится в сверхтекучем состоянии. Итак, новорожденные нейтронные звезды остывают слишком быстро, чтобы их можно было отождествлять с рентгеновскими источниками[1].

И опять, подобно сказочной синей птице нейтронные звезды — «живые» нейтронные звезды, а не их бледные математические отражения, рисуемые пером теоретиков,— буквально выскользнули из рук! И вдруг случилось нечто совершенно неожиданное: нейтронные звезды были обнаружены! Обнаружены совсем не там, где их искали и совсем не теми, кто их искал. В феврале 1968 г. на страницах солиднейшего научного журнала «Nature» подобно грому среди ясного неба появилась статья известного английского радиоастронома Хьюиша и его сотрудников, возвестившая об открытии *пульсаров*. Стоит более подробно рассказать, как было *сделано* это едва ли не величайшее открытие в астрономии XX века.

Начиная с 1964 г. в знаменитой Кавендишской лаборатории Кембриджского университета проводились наблюдения сцинтилляций (т. е. быстрых, неправильных вариаций) потока радиоизлучения от космических источников, возникающих при прохождении этого излучения через неоднородности плазмы внешней короны Солнца и прилегающих к ней областей межпланетной среды. Такие сцинтилляции возникают из-за нерегулярной дифракции радиоволн на указанных неоднородностях. Сцинтилляции могли наблюдаться только тогда, когда угловые размеры источников радиоизлучения были очень малы, меньше 0,5 секунды дуги. Это явление имеет хорошо всем известный оптический аналог: мерцание звезд в атмосфере. Известно также, что планеты не подвержены таким мерцаниям и светят «спокойным» светом, не меняя за короткое время свой блеск. Последнее обстоятельство объясняется тем, что угловые размеры планет довольно велики, порядка десятков секунд дуги, между тем как у звезд они исчезающе малы. Как было сказано выше, аналогичная картина наблюдается и в радиодиапазоне. Радиосцинтилляциям подвержены в первую очередь *квазары* — весьма удаленные от нас метагалактические объекты, угловые размеры которых достигают тысячных долей секунды дуги. Квазары были открыты за год до этого и занимали тогда умы большого количества астрономов. Хьюиш решил использовать метод сцинтилляции, чтобы иметь возможность выделить квазары среди других наблюдаемых космических источников радиоизлучения. По его проекту для этой цели в Кембридже был изготовлен весьма большой по тем временам радиотелескоп размером в одну милю, работающий на волне 3,7 м. Надо сказать, что хотя этот телескоп и очень большой, но все же довольно грубый, что объясняется большой длиной волны, на которую он был рассчитан. Кроме того, он неподвижен и принимает радиоизлучение от источников тогда, когда они проходят через меридиан. Путем простой перестройки электрической схемы без механического перемещения его элементов радиотелескоп мог направляться на разные зенитные расстояния, что позволяло исследовать источники с разными склонениями. Любопытно, что этот радиотелескоп был сооружен всего за несколько месяцев, причем строили его в основном студенты Кембриджского университета под наблюдением весьма немногочисленных инженеров. Все сооружение обошлось в... 10 000 фунтов стерлингов, что, пожалуй, является мировым рекордом и соответствует лучшим традициям Кавендишской лаборатории, где когда-то трудились и делали свои выдающиеся открытия

[1]Следует все же заметить, что некоторые «молодые» нейтронные звезды (возраст меньше 10^5 лет, а температура поверхности больше 10^6 K) могут быть обнаружены по их тепловому рентгеновскому излучению, Таких объектов, однако, сравнительно мало.

Фарадей и Резерфорд. Увы, современная наблюдательная астрономия требует неизмеримо больших средств, и история, которую мы сейчас рассказываем, действительно является уникальной...

Величина сцинтилляции растет по мере приближения источника к Солнцу, что, естественно, объясняется увеличением концентрации межпланетной плазмы вблизи Солнца. Наблюдая один источник в разное время года, т. е. при различных угловых расстояниях его от Солнца, можно было заметить значительные изменения величины сцинтилляции его потока. По этой причине сцинтилляции от источников можно было наблюдать только *днем*, когда угловое расстояние источников от Солнца невелико. Наоборот, ночью никаких заметных сцинтилляций источники не обнаруживали.

Так как сцинтилляции потока происходят очень быстро, для их изучения необходима специальная регистрирующая аппаратура с очень маленькой постоянной времени, во всяком случае меньшей, чем характерное время изменения потока, вызванного сцинтилляцией. Эта аппаратура принципиально отличается от обычно применяемой в радиоастрономии приемной аппаратуры, где, как правило, постоянная времени (или «время накопления» сигнала) достаточно велика, обычно не меньше нескольких секунд, а часто значительно больше. Большие времена накопления диктуются необходимостью «выжать» наибольшую чувствительность, что необходимо для обнаружения предельно слабых (по потоку) источников. Разумеется, такая привычная для радиоастрономов приемная аппаратура не в состоянии обнаружить вариации потока, если они происходят достаточно быстро.

Как же были на этом радиотелескопе открыты пульсары? Аспирантка профессора Хьюиша, 24-летняя Джоселин Белл летом 1967 г. обнаружила какой-то неизвестный источник, который показал сцинтилляцию *ночью*, что было решительно ни на что не похоже! Повторные наблюдения подтвердили, что этот удивительный источник каждые сутки в положенный момент звездного времени действительно проходит через меридиан, демонстрируя свое космическое происхождение. В ноябре 1967 г., когда постоянная времени приемной аппаратуры была еще уменьшена в несколько раз, было обнаружено поразительное явление: вариации потока от загадочного источника происходят не беспорядочным образом, как это имеет место при обычных сцинтилляциях источников, обусловленных нерегулярной дифракцией радиоволн на неоднородностях межпланетной среды, а *строго периодически*. Наблюдались очень короткие, длительностью около 50 миллисекунд, импульсы радиоизлучения, повторяющиеся через *строго постоянный* период времени порядка одной секунды. При этом амплитуды различных импульсов были различны. К этому времени были обнаружены еще два источника такого же типа. Первые записи их излучения на частоте 81 МГц (соответствующей длине волны 3,7 м) приведены на рис. 19.1.

Было над чем задуматься кембриджским радиоастрономам! Ведь они столкнулись с совершенно необычным явлением. Что можно было в первые недели сказать о природе этих загадочных источников? Прежде всего строгая периодичность радиосигналов невольно наводила на мысль, что последние могут иметь искусственное происхождение. Они могли, в частности, исходить от каких-то далеких искусственных спутников или автоматических межпланетных станций и (страшно даже подумать!) от внеземных цивилизаций. Последняя возможность вполне серьезно обсуждалась в Кембридже и послужила, по-видимому, причиной, что сами авторы этого замечательного открытия решили впредь до выяснения природы таинственных сигналов не публиковать результаты своих исследований. Случай довольно редкий в истории астрономии XX века!

Только после того как со всей очевидностью стало ясно, что эти источники находятся далеко за пределами Солнечной системы (как это было сделано, мы увидим ниже), и, таким образом, представляют собой дотоле неизвестный класс астрономических объектов, английские радиоастрономы опубликовали свое открытие — спустя почти полгода после

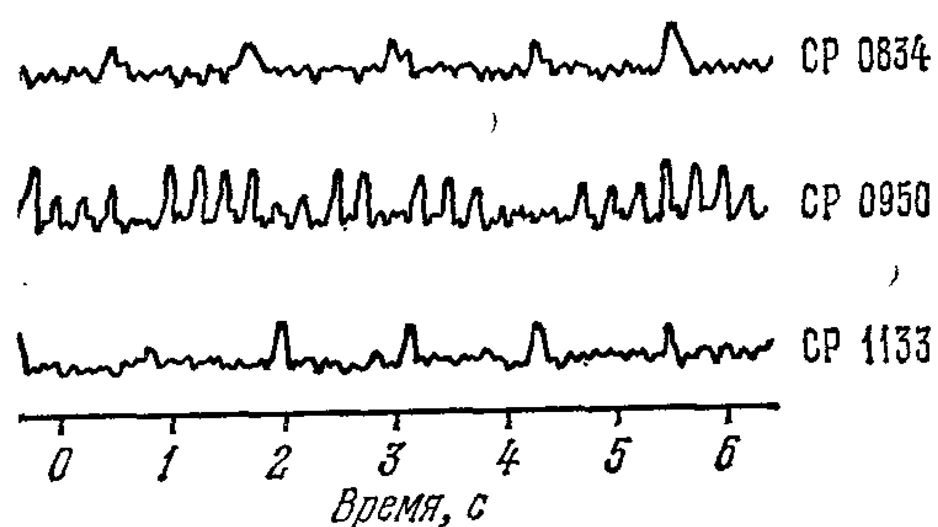


Рис. 19.1. Первые записи излучения трех пульсаров на частоте 81 МГц.

того, как мисс Белл обнаружила первый загадочный источник. Вновь открытые источники сразу же получили очень удачное название «пульсаров». Название это происходит от английского слова «pulse», что означает «импульс». Пульсары — это такие радиоисточники, излучение которых сосредоточено в отдельных импульсах, повторяющихся через строго определенный промежуток времени.

Открытие пульсаров буквально всколыхнуло астрономию. Автору этой книги трудно забыть лето 1968 г., когда мы все жадно ожидали последних номеров «Nature» где в «экспрессном порядке» публиковались свежие новости с «пульсарного фронта». Прежде всего важно было получить как можно больше фактического материала об этих загадочных объектах. Теоретики же далеко не сразу и далеко не все осмыслили это явление. Удивительная, почти строгая, периодичность импульсов невольно обращала на себя внимание. Прежде всего поражала *краткость* этих периодов. Так, например, период у первого из открытых пульсаров, получившего название СР 1133[1], оказался равным 1,337 секунды, что много меньше периодов пульсации или вращения всех известных тогда в астрономии космических объектов. Судя по тому, что каждый из импульсов имел весьма короткую длительность (порядка нескольких сотых секунды времени), можно было предположить, что линейные размеры излучающей области весьма малы, во всяком случае меньше сотой доли световой секунды, т. е. несколько тысяч километров. Так как наблюдаемый период пульсаров плавно менялся в пределах одной десятитысячной своего значения в течение года, сразу же можно было сделать вывод, что пульсары находятся далеко за пределами Солнечной системы. В самом деле, такое плавное изменение периода за год непринужденно объясняется орбитальным движением Земли вокруг Солнца и связанным с этим движением эффектом Доплера, меняющим значение периода в зависимости от положения Земли на своей орбите.

Хотя координаты пульсаров были известны совсем неплохо, на первых порах пульсары нельзя было отождествить ни с одним из известных классов астрономических объектов. Пожалуй, первое удачное отождествление было выполнено летом 1968 г. в Австралии. Находящийся там большой крестообразный радиотелескоп, работающий на метровых волнах, оказался едва ли не лучшим в мире инструментом для поиска новых пульсаров. Достаточно сказать, что почти половина всех известных к 1970 г. пульсаров была открыта на этом радиотелескопе, расположенном в пустые ной местности около селения Молонгло. Из всех открытых с помощью этого радиотелескопа пульсаров, пожалуй, наибольший интерес представляет объект, получивший название PSR 0833—45. Координаты этого пульсара ($\alpha = 8^h33^m$, $\delta = -45°$) близки к координатам очень интересной туманности, находящейся в южном созвездии Парусов (Vela). Эта туманность, имеющая угловые размеры около одного градуса, является источником нетеплового радиоизлучения и представляет собой

[1]Буквы «СР» означают «Кембриджский пульсар», число «1133» означает, что прямое восхождение пульсара равно 11 часам 33 минутам.

остаток вспышки сверхновой звезды[1]. Сам пульсар PSR 0833—45 находится в пределах радиотуманности, хотя и не совпадает с ее центром.

Удивительной особенностью этого пульсара является его исключительно короткий период — всего лишь 0,089 секунды! Почти полгода он был «чемпионом» среди всех известных тогда пульсаров, пока в конце 1968 г. он не уступил это «почетное звание» другому, еще более интересному объекту (см. ниже).

Открытие пульсара в радиотуманности — остатке вспышки сверхновой — не произошло случайно. Австралийский радиоастроном Лардж, руководивший на Молонгло работой по поискам новых пульсаров, с самого начала исходил из возможности генетической связи между пульсарами и вспышками сверхновых звезд. Туманность в созвездии Парусов является самым ярким и в то же время достаточно близким остатком вспышки сверхновой на южном небе, поэтому вполне естественно, что внимание исследователей было сконцентрировано на этом интереснейшем объекте.

Идея связи между пульсарами и остатками вспышек сверхновых звезд нашла наиболее эффектное подтверждение в самом конце 1968 г., когда был обнаружен, пожалуй, самый интересный пульсар: в Крабовидной туманности.

Я никогда не забуду своего ощущения, когда узнал об этом открытии... из телефонного разговора с заместителем директора Национальной радиоастрономической обсерватории США доктором Ховардом. Разговор касался деталей моего предстоящего визита в США на эту обсерваторию, и вдруг, без перехода, такая ошеломляющая новость! Я много лет занимался различными проблемами, связанными с Крабовидной туманностью — едва ли не самым замечательным объектом на небе. И вот — пожалуйста: в дополнение ко всем, связанным с этой туманностью «чудесам», там находится пульсар, да еще какой!

Впрочем, какой это пульсар, стало ясно не сразу. Открыли пульсар два молодых радиоастронома Стэйлин и Райфенстайн. Они обнаружили импульсы радиоизлучения, исходящие из области Крабовидной туманности, но период определить было нельзя. Самое удивительное это то, что американские радиоастрономы утверждали, имея на это все основания, что в области Крабовидной туманности обнаружено *два* пульсара. Вот это уже не лезло ни в какие ворота! Как раз в это время я был в США и, помню, заключил пари с американскими коллегами. Я утверждал, что в Крабовидной туманности может быть только *один* пульсар, а они, посмеиваясь и указывая на записи импульсов, говорили: два! Ставка была «принципиальная»: один доллар против одного рубля... Еще не кончилась моя трехнедельная командировка в США, как все стало ясно. Американский радиоастроном Комелла на гигантском радиотелескопе в Пуэрто-Рико, диаметр которого 300 м, показал, что его коллеги на Национальной радиоастрономической обсерватории действительно обнаружили *два* пульсара: один с рекордно коротким периодом 0,033 секунды, а второй — с рекордно длинным: 3,7 секунды. Чуть позже, однако, удалось показать, что коротко-периодический пульсар находится в самом центре Крабовидной туманности, между тем как долгопериодический находится на расстоянии $1^\circ{,}5$ от нее. Напомним, что угловые размеры Крабовидной туманности всего лишь 5 минут дуги. Заметим еще, что самые ранние наблюдения пульсара в Крабовидной туманности имели очень низкое «угловое разрешение», что не дало возможности точно определить координаты вновь обнаруженных пульсаров. Итак, долгопериодический пульсар, хотя сравнительно и близок к Крабовидной туманности, однако генетически с ней не связан (см. ниже). Мне кажется, что я имею серьезные основания считать, что пари выиграно мною, хотя пульсаров оказалось все-таки два. Я не потерял еще надежды получить свой доллар, который, правда, с тех пор успел заметно подешеветь...

Открытие пульсара в Крабовидной туманности с периодом 1/30 секунды в значительной степени помогло понять природу этих объектов. Со времени открытия пульсаров глав-

[1]Именно от этого пульсара было обнаружено гамма-излучение (см. § 16).

ным вопросом было объяснение их удивительно строгой периодичности. Вскоре стало ясно, что у первых «кембриджских» пульсаров изменение периодов составляет величину меньшую, чем 10^{-14} за период! Только лучшие кварцевые часы идут с таким удивительно постоянным ходом.

Каково же происхождение естественного «часового механизма», связанного с пульсарами? Астрономии известны два таких механизма: а) пульсация звезд, б) вращение звезд. Рассмотрим прежде первый механизм. Феномен пульсации звезд известен уже много десятилетий. В наиболее отчетливой форме такие пульсации наблюдаются у цефеид. Существует ряд эмпирических зависимостей, связывающих различные характеристики звезд. Например, зависимость «период — средняя плотность», имеющая вид $P \propto \rho^{-1/2}$, где P — период цефеиды, ρ — ее средняя плотность. Эта формула непосредственно следует из основной формулы маятника, известной каждому школьнику: $P = 2\pi\sqrt{l/g}$, где P — период маятника, l — его длина, g — ускорение силы тяжести. Применим эту формулу к пульсирующей звезде. В этом случае ускорение силы тяжести $g \sim GM/R^2$, $l \sim R$, где M — масса звезды, R — ее радиус, G — постоянная тяготения. Подставляя значения g и l в формулу маятника, получим

$$P = 2\pi G^{-1/2}\left(\frac{R^3}{M}\right)^{1/2} \propto \rho^{-1/2}$$

так как очевидно, что средняя плотность звезды

$$\bar{\rho} \sim \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3}.$$

Характерные для цефеид периоды пульсаций измеряются днями. Из приведенной формулы следует, что их средние плотности очень малы, $\bar{\rho} \approx 10^{-7}$ г/см^3, т. е. в тысячи раз меньше плотности воздуха. Действительно, цефеиды — это звезды-гиганты высокой светимости с огромными радиусами фотосфер. Сразу становится ясным, что если объяснить «часовой механизм» пульсаров звездными пульсациями, то соответствующие звезды должны быть очень плотными. Из простой формулы $P \propto \rho^{-1/2}$ сразу же следует, что средняя плотность ρ для таких звезд должна быть $\sim 10^3$—10^4 г/см^3. Но мы знаем, что такие средние плотности характерны для белых карликов (см. § 10). Итак, казалось бы, феномен пульсаров можно объяснить пульсациями белых карликов. Увы! Точные теоретические расчеты показали, что период собственных колебаний у белых карликов не может быть меньше нескольких секунд. Между тем в случае пульсара в Крабовидной туманности наблюдаемый период пульсаций 1/30 секунды. Правда, опять-таки при помощи теоретических ухищрений, связанных с далеко идущей ревизией уравнения состояния вещества белых карликов и моделей белых карликов, а также с учетом эффектов общей теории относительности, можно было бы уменьшить предельный период их пульсаций до 3 секунд. Но ведь и эта величина неприемлемо велика. Некоторые теоретики пытались выйти из этого затруднительного положения следующим образом. Известно, что колебания реального тела (в нашем случае — пульсации звезды) происходят не только на «основной» частоте (например, в нашем случае на частоте, определяемой видоизмененной формулой маятника), но и на высших гармониках этой частоты, т. е. на частотах, превосходящих основную частоту в два, в три и вообще в n раз. В частности, в рамках этой гипотезы можно было считать, что феномен пульсаров есть проявление пульсации белых карликов на очень высокой гармонике. При этом потребовалось немало теоретических ухищрений, чтобы «подавить» эффекты, связанные с пульсациями на более низких гармониках. Ведь обычно такие пульсации должны быть гораздо более интенсивными. Все же нелегко было понять, почему какой-нибудь белый карлик колеблется *только* на пятой гармонике. Эта весьма искусственная теория просуществовала очень недолго — мы о ней упоминаем здесь

только для того, чтобы дать представление о той атмосфере поисков, в которой протекала творческая жизнь теоретиков, пытающихся осмыслить новое загадочное явление...

В принципе «часовой механизм», действующий у пульсаров, можно было попытаться объяснить пульсациями *нейтронных звезд*, которые тогда еще не были обнаружены, хотя буквально «кричали» о своем присутствии. Однако из-за ожидаемого огромного значения их средней плотности период их пульсаций должен быть меньше 10^{-3} секунды — величина слишком малая для пульсаров. Итак, феномен пульсаров оказалось невозможно объяснить пульсациями звезд каких бы то ни было типов.

После неудачи попыток объяснения пульсаров пульсациями звезд естественно, что внимание астрономов было сосредоточено на возможности объяснения этого феномена *вращением* какого-нибудь класса звезд. Этот механизм представлялся довольно перспективным, так как вращение массивного звездообразного тела, поверхность которого излучает *неравномерно*, вполне может объяснить удивительное постоянство периодов пульсаров. Но что это за космические тела, у которых период вращения вокруг оси около одной секунды и даже в отдельных случаях 1/30 секунды? Самый короткий из известных тогда астрономам периодов вращения был немного больше часа (это затменная двойная система WZ Стрелы, у которой орбитальный период, равный для тесных двойных систем периоду вращения вокруг оси, равен 81 минуте)[1]. Совершенно очевидно, что столь короткие периоды, которые наблюдаются у пульсаров, могут быть только при вращении космических объектов очень малых (по сравнению с «обычными» звездами) размеров. С другой стороны, существует предел для угловой скорости вращения, определяемый равенством центростремительной силы, действующей на каждый элемент звезды, силе гравитационного притяжения этого элемента к центру звезды. Запишем это условие математически:

$$\frac{v^2}{R} = \Omega^2 R < \frac{GM}{R}, \qquad (19.3)$$

где v — экваториальная скорость вращающейся звезды, $\Omega = 2\pi/P$ — угловая скорость, M и R, как и раньше, означают массу и радиус звезды. Если $\Omega^2 R \sim GM/R^2$, то звезда, предварительно сплющившись в диск, будет разорвана на куски. Из этой формулы следует, что минимальный период вращения у белых карликов, масса которых $M \sim 1M_\odot$, а $R \sim 1000$ км, будет только ~ 10 секунд[2]. Значит, пульсары нельзя объяснить быстро вращающимися белыми карликами.

Пожалуй, стоит еще упомянуть об одной выдвинутой в то время гипотезе, пытавшейся объяснить пульсары как очень тесные двойные системы, каждая из компонент которых представляет очень маленькую, весьма плотную звездочку. При этом было показано, что если обе компоненты — белые карлики, почти соприкасающиеся друг с другом, то минимальный период должен быть 1,7 секунды. Но ведь можно предположить, что компонентами такой двойной системы являются еще более компактные, чем белые карлики, нейтронные звезды. Однако и такая гипотеза не проходит! Система, состоящая из двух очень близких нейтронных звезд, будет с огромной мощностью излучать *гравитационные волны* (см. § 24). Из-за потери энергии связанные с этим излучением нейтронные звезды через какие-нибудь несколько лет упадут друг на друга и сколлапсируют. До этого их период, по мере сближения компонент, будет довольно быстро *уменьшаться*, что резко противоречит наблюдениям (см. ниже). Наконец, стоит упомянуть еще об одной оригинальной идее, обсуждавшейся в то время. Эта идея представляет собой модификацию предыдущей, с той разницей, что двойная система представляет собой планету малой массы, обращающейся по очень маленькой орбите вокруг нейтронной звезды. Такая система, как

[1] В настоящее время (1983 г.) самым коротким из известных орбитальных периодов обладает звезда 15^m AM Гончих Псов (1051,2 секунды или 17,5 минуты).

[2] Периоды вращения некоторых бывших новых — компонент тесных карликовых систем — порядка десятков и сотен секунд (см. § 14).

оказывается, почти не будет излучать гравитационные волны и в этом смысле она будет вполне устойчивой. «Соблазн» ввести планету, обращающуюся вокруг звезды в пределах ее магнитосферы, был, в частности, вызван интересным феноменом в нашей Солнечной системе. Спутник Юпитера Ио, обращающийся вокруг самой большой планеты Солнечной системы как раз в пределах ее магнитосферы, сильнейшим образом влияет на мощное радиоизлучение Юпитера, в котором наблюдается периодичность, причем период совпадает с периодом обращения Ио. Хотя эта идея для объяснения пульсаров, несомненно, была свежей и интересной, быстро была показана ее несостоятельность: гравитационные приливные силы нейтронной звезды разорвали бы на куски такую близкую планету подобно тому, как, по-видимому, была разорвана планета, давшая начало частичкам, которые сейчас наблюдаются как кольца Сатурна.

Итак, были перебраны все возможности, *кроме одной*: «часовой механизм» пульсаров объясняется осевым вращением *нейтронных звезд*. Другими словами, пульсары — это очень быстро *вращающиеся нейтронные звезды*.

§ 20. Пульсары и туманности — остатки вспышек сверхновых звезд

Собственно говоря, вывод о том, что пульсары — это быстро вращающиеся нейтронные звезды, отнюдь не явился неожиданностью. Можно сказать, что его подготовило все развитие астрофизики за предшествующее открытию пульсаров десятилетие. К 1967 г. астрономы уже не сомневались в том, что в результате вспышки сверхновой звезды может образоваться нейтронная звезда. Более того, ряд фактов, добытых из простого анализа результатов наблюдений, прямо указывал на такой процесс. В третьей части этой книги мы много говорили о Крабовидной туманности, этой подлинной лаборатории современной астрофизики. В частности, там обращалось внимание на то, что «предоставленная самой себе» эта туманность перестала бы светиться в течение какой-нибудь сотни лет, между тем как она в действительности существует около 1000 лет. Как уже говорилось, причина свечения Крабовидной туманности — торможение заключенных в ней релятивистских электронов в магнитном поле туманности. Тот простой факт, что, несмотря на это, туманность все-таки излучает в оптической области спектра многие сотни лет, мог означать только одно: в ней имеется постоянно работающий источник «накачки» релятивистских электронов. Прямые наблюдения явно указывали на место этого источника — в самом центре Крабовидной туманности, около слабой звездочки 16-й величины, которую один из величайших астрономов-наблюдателей XX века Вальтер Бааде интуитивно считал оптическим остатком взорвавшейся в начале июля 1054 г. звезды. Тот же Бааде обнаружил удивительную изменчивость туманности в малой области, непосредственно примыкающей к этой звездочке. Об этом уже шла речь в § 17. Согласно измерениям Бааде скорость изменения отдельных «жгутов» туманности достигала 30 000 км/с, т. е. 1/10 скорости света. Это явно указывало, что процессы, вызывающие эти изменения, связаны с выбрасыванием из какой-то малой области огромного количества быстрых частиц. Наконец, радиоастрономические наблюдения, выполненные английскими исследователями во время покрытия Крабовидной туманности Луной, непосредственно привели к открытию очень малого источника (угловые размеры около $0'',5$), расположенного в ее центре (см. § 17). Теперь-то мы знаем, что этот маленький источник радиоизлучения и *есть пульсар*, открытый только спустя четыре года после того как его обнаружили во время наблюдений покрытия Крабовидной туманности Луной. Его конечные, хотя и очень маленькие угловые размеры не являются «истинными»: они обусловлены рассеянием радиоизлучения от почти «точечного» источника. В истории науки было много случаев, когда задолго до того, как открытие было сделано, его «видели», но не поняли. Мы убедимся дальше, что пульсар в Крабовидной туманности астрономы наблюдали по крайней мере сотню лет, не подозревая, что это такое!

Вернемся, однако, к пульсарам. Да, их открытие буквально «стучалось в двери» астрономии. В теоретическом плане почти вплотную к открытию пульсара в Крабовидной туманности подошли Пиддингтон и, особенно, Н. С. Кардашев в 1964 г. Кардашев это сделал, исследуя трудную проблему происхождения магнитного поля Крабовидной туманности. В § 17 мы уже обращали внимание, что это поле отличается удивительной регулярностью. Оно отнюдь не представляет собой клубок беспорядочно намотанных магнитных силовых линий, как это, казалось бы, можно было ожидать. Кроме того, это поле само по себе до-

статочно велико и чрезвычайно медленно спадает от центра туманности к ее периферии. Для объяснения удивительных особенностей магнитного поля Крабовидной туманности Н. С. Кардашев предложил следующую простую и изящную модель. В результате вспышки сверхновой звезды ее внутренние части катастрофически сжимаются (коллапсируют). Хотя размеры звезды уменьшаются в сотню тысяч раз, две важные величины должны сохранить неизменное (или, точнее, почти неизменное) значение. Это, во-первых, момент количества движения, и во-вторых, магнитный поток. Момент количества движения любого космического тела можно определить как произведение экваториальной скорости его осевого вращения на его массу и на радиус:

$$K = vMR. \tag{20.1}$$

Закон сохранения момента количества движения при любых процессах, происходящих в физическом теле, есть один из основных законов механики. Выше, правда, мы сделали оговорку, что момент количества движения «почти сохраняется». Что это означает? Это означает только то, что часть вещества взорвавшейся звезды вместе с некоторой частью первоначального момента количества движения выбрасывается наружу, в межзвездное пространство. Все же существенная, если не большая часть первоначального «вращательного момента» звезды сохраняется. В процессе катастрофического сжатия звезды ее масса (за вычетом выброшенной во время взрыва части) не меняется. Радиус же, как уже говорилось, уменьшается в сотню тысяч раз. Следовательно, из условия сохранения момента количества движения следует, что экваториальная скорость сжимающейся звезды должна *увеличиться* во столько раз, во сколько уменьшился ее радиус. На конечной стадии сжатия, когда образуется нейтронная звезда, ее экваториальная скорость вращения может быть огромной, даже близкой к скорости света! Нелишне подчеркнуть, что если первоначальная скорость вращения звезды (до взрыва) была сравнительно велика и если масса выброшенного во время взрыва вещества была сравнительно небольшой (что связано с небольшой потерей первоначального вращательного момента!), то задолго до того, как коллапсирующая звезда станет нейтронной, ее сжатие остановит центробежная сила, которая сравняется с силой сжимающего звезду гравитационного притяжения. Это обстоятельство, конечно, накладывает важные ограничения на сам процесс взрыва сверхновой.

Итак, первоначальная экваториальная скорость «только что» образовавшейся в результате гравитационного коллапса звезды должна быть огромной. С другой стороны, эта скорость связана с периодом вращения очевидной формулой

$$vP = 2\pi R, \tag{20.2}$$

откуда

$$P = \frac{2\pi R}{v} \propto R^2, \tag{20.3}$$

так как $v \propto 1/R$. Отсюда следует, например, что если в процессе катастрофического сжатия радиус звезды уменьшился, скажем, в 100 000 раз, то период ее вращения уменьшился в 10 миллиардов раз! Например, если бы наше Солнце, которое очень медленно вращается вокруг своей оси с периодом около 27 суток, вдруг превратилось бы в нейтронную звезду, то период вращения последней был бы около одной десятитысячной доли секунды!

Таким образом, из простого закона механики следует, что нейтронные звезды должны очень быстро вращаться. То, что ожидаемые периоды нейтронных звезд значительно короче наблюдаемых периодов пульсаров, не должно нас смущать: объяснение этому будет дано ниже.

Столь же естественно получается, что образовавшиеся вследствие коллапса нейтронные звезды должны быть сильно намагничены. Это — прямое следствие закона сохранения

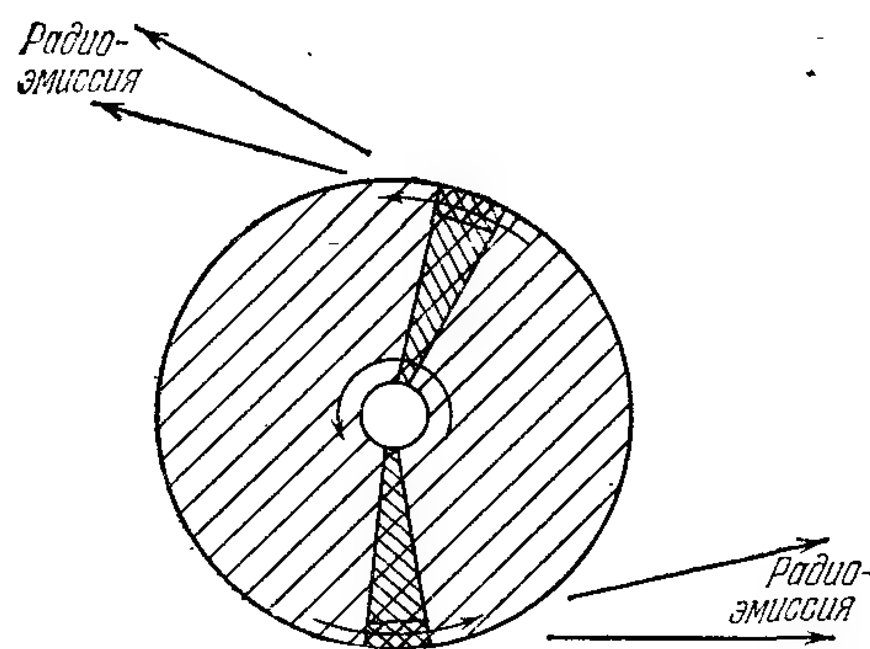


Рис. 20.1. Модель пульсара по Голду.

магнитного потока, который можно записать следующим образом (см. также § 16):

$$HR^2 = \mathrm{const}, \tag{20.4}$$

откуда следует, что при сжатии звезды магнитное поле на ее поверхности меняется обратно пропорционально квадрату радиуса. Сам закон сохранения магнитного потока попросту означает «неуничтожаемость» магнитных силовых линий, прочно «привязанных» к проводящему электричество веществу сжимающейся звезды. Посмотрим теперь, к чему приводит этот закон. Допустим, что до взрыва магнитное поле на поверхности звезды было очень слабое, например, было близко к одному эрстеду. Такое поле, например, имеется на поверхности Земли. Тогда оказывается, что магнитное поле образовавшейся после гравитационного сжатия нейтронной звезды будет иметь огромное значение в десять миллиардов эрстед! Ничего похожего ни в одной физической лаборатории мира никогда не получалось. Физики умеют создавать в ограниченной области на короткое время, исчисляемое микросекундами, магнитные поля напряженностью в несколько миллионов эрстед. Такие магнитные поля, какие следует ожидать на нейтронных звездах, им, как говорится, и не снились...

По мысли Н. С. Кардашева регулярное магнитное поле в Крабовидной туманности есть следствие «закручивания» поля нейтронной звезды в окружающей ее плазме, заполняющей некоторый вращающийся диск, имеющий магнитную связь с коллапсирующей звездой. Расчеты, выполненные Н. С. Кардашевым, показали, что за время жизни Крабовидной туманности таким способом могло «намотаться» поле нужной величины.

Работа Н. С. Кардашева была нацелена не столько на предсказание удивительных свойств образующихся при вспышках сверхновых нейтронных звезд, сколько на объяснения «квазирегулярного» магнитного поля Крабовидной туманности. Все же в ней совершенно четко подчеркивались два основных свойства образующихся при гравитационном коллапсе нейтронных звезд: а) огромная скорость осевого вращения, б) исключительно большая величина напряженности их магнитного поля. В появившейся в 1967 г. (т. е. примерно за год до публикации первой работы об открытии пульсаров) работе итальянского астронома Ф. Пачини также было обращено внимание на эти два основных свойства нейтронных звезд. В этой работе итальянский исследователь сделал важный акцент на тот простой факт, что кинетическая энергия вращающейся нейтронной звезды будет переходить в электромагнитную энергию и по этой причине ее период вращения будет непрерывно *расти*. По существу, то же предсказание о непрерывной потере кинетической энергии вращения нейтронной звезды сделал и Н. С. Кардашев тремя годами раньше. Ведь энергия магнитного поля Крабовидной туманности по его концепции черпается за счет кинетической энергии вращения нейтронной звезды, которая по этой причине должна тормозиться. Заслуга Пачини, однако, состоит в том, что он эту простую идею высказал в четкой и ясной форме. Это тоже имеет большое значение в истории науки!

Пожалуй, первый ученый, сказавший, что только что открытые пульсары — это быстро вращающиеся нейтронные звезды, был известный американский астроном Т. Голд. Именно ему принадлежит простая модель пульсара, схематически изображенная на рис. 20.1. Для этой модели существенно, что магнитная ось нейтронной звезды, одновременно являющаяся осью конуса, в пределах которого по некоторым причинам сосредоточено мощное радиоизлучение, не совпадает с ее осью вращения. По этой причине при «благоприятном» положении наблюдателя по отношению к вращающейся нейтронной звезде он будет принимать от этой звезды радиоимпульсы, разделенные одинаковыми интервалами времени. Почти одновременно с Голдом такое же объяснение феномена пульсаров дал и Пачини, который вполне уже мог ссылаться на свою упомянутую выше теоретическую работу, опубликованную до открытия пульсаров. В этой работе, как мы видели, содержится важное теоретическое предсказание, что периоды вращения у всех нейтронных звезд должны со временем *расти*. Очень скоро путем прямых наблюдений была показана справедливость этого прогноза. Например, в начале 1969 г. с помощью гигантского радиотелескопа Пуэрто-Рико американские радиоастрономы Ричарде и Комелла нашли, что период пульсара Крабовидной туманности регулярно растет на 36 наносекунд в день (наносекунда — одна миллиардная часть секунды). У других пульсаров также вскоре было измерено непрерывное увеличение периодов, правда, значительно меньше. Можно спросить, а как вообще можно измерить столь ничтожные по своей величине изменения периодов? Ответ на этот вопрос прост: если бы период пульсаций был величиной строго постоянной, то можно было бы на большой срок вперед предсказать точную фазу. Например, предсказать, что точно через год, т. е. через тридцать один миллион шестьсот тысяч секунд у данного пульсара будет наблюдаться импульс радиоизлучения. Сравнение моментов реальных наблюдений импульсов и предсказанных в предположении о постоянстве периодов позволяет с огромной точностью определить малые изменения периодов пульсаров. Эта поразительная точность, вообще говоря, будет тем выше, чем короче период пульсара, чем дольше проводятся его наблюдения и, конечно, чем быстрее меняется период[1].

То, что у всех без исключения пульсаров периоды растут, явилось решающим подтверждением концепции, согласно которой пульсары — это быстро вращающиеся нейтронные звезды. И, наконец, два самых короткопериодических пульсара, NP 0531 и PSR 0835—45, находятся внутри радиоизлучающих туманностей — остатков вспышек сверхновых.

В связи с последним обстоятельством возникает вполне естественный вопрос, вернее, два вопроса: почему далеко не во всех радиотуманностях — остатках вспышек сверхновых — наблюдаются пульсары и почему пульсары, как правило, не находятся в пределах радиотуманностей? Рассмотрим прежде первый вопрос. Действительно, в большей части из известных радиотуманностей пульсары не обнаружены. Например, в самом ярком (после Солнца) радиоисточнике на небе, Кассиопее А, являющемся едва ли не самым молодым остатком вспышки сверхновой (см. часть III), пульсар не обнаружен. То же самое следует сказать о знаменитой системе тонковолокнистых туманностей в созвездии Лебедя, а также об остатках исторических Сверхновых 1572 г. (Тихо) и 1604 г. (Кеплер). В известном каталоге австралийского радиоастронома Милна содержится свыше 100 таких объектов, из которых только у трех (или четырех) обнаружены пульсары. Объяснение этому очень простое: радиоизлучение пульсаров *неизотропно* (т. е. не имеет одинаковой интенсивности по всем направлениям), а сосредоточено в пределах некоторого конуса, ось которого наклонена к его оси вращения (см. рис. 20.1). Надо, конечно, еще иметь в виду, что для удаленных радиотуманностей поток излучения от пульсаров будет мал.

Вполне возможно, что в близком будущем будут открыты еще несколько слабых пуль-

[1]Тот факт, что периоды вращения «новорожденных» пульсаров могут быть очень малы ($\sim 10^{-3}$ с), означает, что они возникли в процессе катастрофического сжатия ядер неких звезд, вращающихся очень быстро, всего лишь за несколько десятков минут.

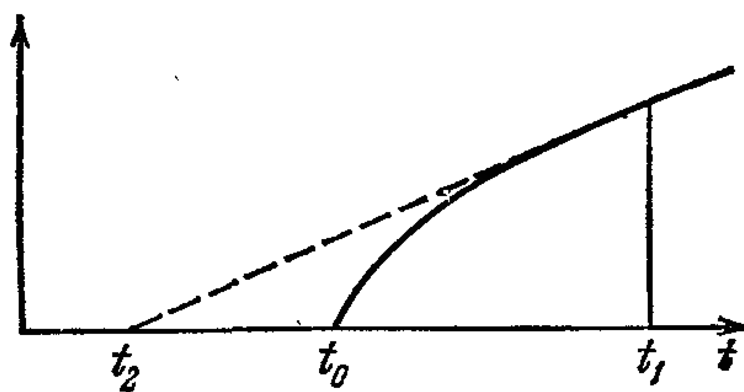


Рис. 20.2. Схема, поясняющая зависимость периода пульсара от его возраста.

саров у еще более удаленных туманностей. Все же эффект направленности излучения пульсаров должен играть важнейшую роль при объяснении отсутствия пульсаров в остатках вспышек сверхновых. Нам, например, очень повезло, что Крабовидная туманность, в дополнение ко многим своим удивительным свойствам, о которых речь шла в части III, к тому же имеет пульсар, который особенно «удачно» ориентирован по отношению к земным наблюдателям...

Отсутствие радиотуманностей вокруг подавляющего большинства пульсаров объясняется еще проще. Дело в том, что основная часть известных сейчас пульсаров имеет возраст, во всяком случае превышающий миллион лет, в то время как возраст даже наиболее «старых» радиотуманностей — остатков вспышек сверхновых — по крайней мере в 10 раз меньше. В § 16 мы уже занимались оценкой возраста этих туманностей. Как же определяется возраст пульсаров?

Оказывается, что этот возраст можно определить довольно надежно, пожалуй, даже более надежно, чем возраст радиотуманностей. Выше уже шла речь о непрерывном увеличении периодов у всех без исключения пульсаров. Следовательно, можно полагать, что молодые, недавно образовавшиеся нейтронные звезды (которые радиоастрономы наблюдают как пульсары) должны вращаться значительно быстрее старых, уже порядком затормозивших свое вращение объектов. Отсюда ясно, что, зная период пульсара и его рост за единицу времени, можно определить его возраст. Обозначим изменение периода пульсара P за одну секунду через $\dot{P}$. Тогда ясно, что если бы за всю историю эволюции пульсара величина $\dot{P}$ была постоянной, то его возраст, выраженный в секундах, определялся бы простой формулой

$$t_1 \approx \frac{P}{\dot{P}}. \tag{20.5}$$

Тот факт, что в начале «жизни» пульсара, когда его торможение должно было быть особенно сильным, а величина $\dot{P}$ естественно была значительно больше, чем у «старого» пульсара, заставляет сделать вывод, что действительный возраст пульсара должен быть *меньше*. Теория торможения пульсаров, о которой речь будет ниже, дает такую формулу для возраста пульсаров:

$$t_1 \approx \frac{1}{2}\frac{P}{\dot{P}}. \tag{20.6}$$

На рис. 20.2 схематически приведена зависимость периода пульсара от его возраста, поясняющая сказанное выше. Применение этой формулы к пульсарам, находящимся внутри радиотуманностей, дает весьма впечатляющие результаты. Например, у пульсара NP 0531, находящегося внутри Крабовидной туманности, $P = 0{,}033$ секунды, $\dot{P} = 36$ наносекунд/день или $4{,}2 \cdot 10^{-13}$ с/с. Отсюда по формуле (20.6) $t_1 = 4 \cdot 10^{10}$ с или 1200 лет, что на 20% превосходит реальный возраст Крабовидной туманности, образовавшейся в 1054 г. Наконец, возраст пульсара PSP 0835—45 оказывается всего 12 000 лет, в то время как возраст туманности Паруса X (остатка сверхновой) около 10 000 лет.

Недавно был обнаружен третий пульсар, находящийся внутри остатка вспышки сверхновой MSH 15-52. Этот очень слабый пульсар имеет период 0,15 с и возраст (определяемый

по замедлению вращения) 1570 лет. Пульсар этот, подобно пульсару в Крабовидной туманности, наблюдается как и в радио-, так и в рентгеновских лучах. Радиотуманность MSH 15-52, подобно объекту Паруса X, является комбинацией плериона и оболочки.

Что касается всех остальных пульсаров, не находящихся в пределах радиотуманностей, образовавшихся после вспышек сверхновых, то их возрасты, определенные по формуле (20.6), как правило, превышают миллион лет. Например, возраст первого из открытых пульсаров, CP 1133, оказывается $5 \cdot 10^6$ лет.

Теперь вполне понятно, почему подавляющее большинство пульсаров не окружено радиотуманностями. За миллионы лет эти туманности благодаря своему расширению полностью «растворятся» в окружающей межзвездной среде и перестанут быть наблюдаемыми. Радиотуманности, образующиеся на месте вспышек сверхновых звезд, представляют собой сравнительно эфемерное образование, между тем как нейтронные звезды оказываются весьма долговечными объектами. Только самые молодые нейтронные звезды окружены еще не успевшими рассеяться туманностями — источниками радиоизлучения.

Различие в возрасте пульсаров и остатков вспышек сверхновых звезд, без сомнения, является основной причиной отсутствия вокруг подавляющего большинства пульсаров радиотуманностей. Но, в принципе, может быть еще одна очень любопытная причина. Дело в том, что пульсары движутся в пространстве с довольно значительными скоростями. Например, это имеет место для пульсара NP 0531, находящегося в Крабовидной туманности (см. ниже). Чисто радиоастрономическим методом, о котором речь будет идти дальше, можно найти для ряда пульсаров их скорость по отношению к скорости движения неоднородностей в межзвездной среде. Так как последние не могут быть очень велики, то этот метод дает «тангенциальные» компоненты скоростей самих пульсаров. Эта скорость также оказывается очень большой — в пределах 150—500 км/с[1]. Если скорость вновь образовавшегося пульсара около 400—500 км/с, то за время существования генетически связанной с ним радиотуманности ($\sim$ 100 тысяч лет) он уйдет от места своего рождения на 40—50 пс, что в 2—3 раза превышает радиус самых старых из наблюдаемых радиотуманностей. Таким образом, в принципе, возможна такая ситуация, когда пульсар довольно далеко уйдет от еще не успевшей «растаять» в межзвездной среде радиотуманности. В таком случае критерием генетической связи пульсара и радиотуманности будет уже не их пространственное совпадение и одинаковый возраст, а только возраст. Пока еще, несмотря на несколько попыток, такие пары не обнаружены. Однако вполне возможно, что в будущем поиски таких пар увенчаются успехом.

Возникает вопрос: а почему у вновь образовавшихся нейтронных звезд так велики пространственные скорости? По-видимому, причина кроется в самих обстоятельствах рождения нейтронных звезд. Вся совокупность наблюдательных данных, а также теория, говорят о том, что нейтронные звезды образуются в процессе взрыва сверхновых звезд. Очень трудно представить себе, однако, что такой взрыв должен быть идеально симметричным. В самом деле, наличие, например, магнитного поля, ось которого не совпадает с осью вращения, обязательно сделает выброс вещества из звезды, пусть даже немного, несимметричным. К чему же это приведет? Скорость выброса вещества во время взрыва звезды достигает $\sim$ 10 000 км/с (см. часть III), причем выбрасывается по крайней мере $\sim 10\%$ массы звезды. Тогда очевидно, что если степень асимметрии взрыва всего лишь $\sim 10\%$ (т. е. в одну сторону выбрасывается на 10% вещества больше, чем в другую), то по закону сохранения импульса тело, оставшееся после взрыва, т. е. нейтронная звезда, получит

[1]В 1974 г. было измерено собственное движение одного из самых близких пульсаров CP 1133. Оно оказалось около 0,6 секунды дуги в год, откуда, принимая расстояние до пульсара 130 парсек (как это делается — см. § 21), получаем тангенциальную скорость 310 км/с. Вскоре после этого собственное движение было измерено еще у 7 близких пульсаров. Их тангенциальные скорости находятся в пределах 80—500 км/с. В настоящее время (1983 г.) собственные движения надежно измерены еще у двух десятков пульсаров. Согласно этим измерениям средняя пространственная скорость их превышает 200 км/с.

«скорость отдачи» не меньшую, чем 100 км/с. Скорее всего, эта скорость будет больше. Любопытно, что вывод о больших скоростях, образующихся при гравитационном коллапсе нейтронных звезд, был сделан теоретически до того, как этот результат был получен из наблюдений. О другой разновидности механизма получения больших скоростей вновь образующихся пульсаров речь будет идти в § 22.

Итак, пространственные скорости пульсаров очень велики, во всяком случае они превышают 200 км/с. Но если это так, то за миллиарды лет они должны уйти очень далеко от места своего рождения. У многих пульсаров скорости поступательного движения настолько велики, что они должны покидать нашу Галактику. Отсюда следует, что старые пульсары должны образовывать гигантскую квазисферическую «корону» вокруг Галактики размером в сотни тысяч световых лет. Ничего подобного, однако, не наблюдается! Пространственное распределение пульсаров примерно такое же, как у старых звезд галактического диска. Они концентрируются к галактической плоскости в слое толщиной около 300 пс. Кроме того, на расстоянии свыше 15 000 пс от галактического центра пульсары отсутствуют. Как же согласовать между собой с одной стороны — огромные пространственные скорости пульсаров, а с другой — их сравнительно «плоское» пространственное распределение? Скорее всего ответ такой. Спустя несколько миллионов лет после образования пульсары перестают излучать радиоволны. Поэтому «истинный» возраст подавляющего большинства пульсаров не превышает 2—3 миллиона лет. Следовательно, определение возраста пульсаров по формуле $t = \frac{1}{2}\frac{P}{\dot{P}}$ далеко не всегда дает хороший результат.

Полное количество всех пульсаров в Галактике должно быть порядка нескольких сотен тысяч. Только малая часть их наблюдаема (всего сейчас известно около 350 пульсаров). Так как средний возраст пульсаров близок к $2 \cdot 10^6$ лет, то частота появления новых пульсаров приблизительно равна одному объекту за несколько десятков лет — величина, близкая к частоте вспышек сверхновых.

Среди всех известных до настоящего времени пульсаров, пожалуй, самым интересным является пульсар NP 0531, находящийся вблизи центра Крабовидной туманности. Все его свойства, если можно так выразиться, оказываются «экстремальными»: он является самым короткопериодическим[1], быстрее всех увеличивающим свой период, а следовательно, самым молодым из всех известных объектов этого класса. Но, пожалуй, самым интересным является то, что он является пока единственным пульсаром, от которого наблюдается не только радио-, но и оптическое излучение.

Мы уже упоминали в § 17, что в центральной части Крабовидной туманности находятся две звездочки приблизительно 16-й величины (см. рис. 17.5). Расстояние между этими звездочками меньше $5''$. Северная звездочка ничего интересного не представляет. Она не связана генетически с Крабовидной туманностью, а просто случайно проектируется на туманность — ее расстояние значительно меньше. Совершенно другую природу имеет южная звездочка. Еще в 1942 г. был получен ее спектр. Он оказался весьма необычным. Высокая интенсивность его ультрафиолетовой части указывала на то, что поверхность этой звезды очень горяча. Но самое примечательное — это отсутствие каких бы то ни было спектральных линий, как излучения, так и поглощения, в спектре этой звезды. Столь необычные характеристики «южной» звезды в Крабовидной туманности послужили для Бааде основанием предположить, что эта звезда — остаток взрыва Сверхновой 1054 г. В дальнейшем Бааде, как уже говорилось в § 17, исследовал удивительно быструю изменчивость деталей центральной части Крабовидной туманности, в непосредственной близости от южной звезды. Это указывало на продолжающуюся активность южной звезды — новый важный аргумент в пользу гипотезы Бааде.

[1]Совсем недавно (конец 1982 г.) был обнаружен пульсар с периодом 1,5 миллисекунды, т. е. $\sim$ в 20 раз меньшим, чем у NR 0531.

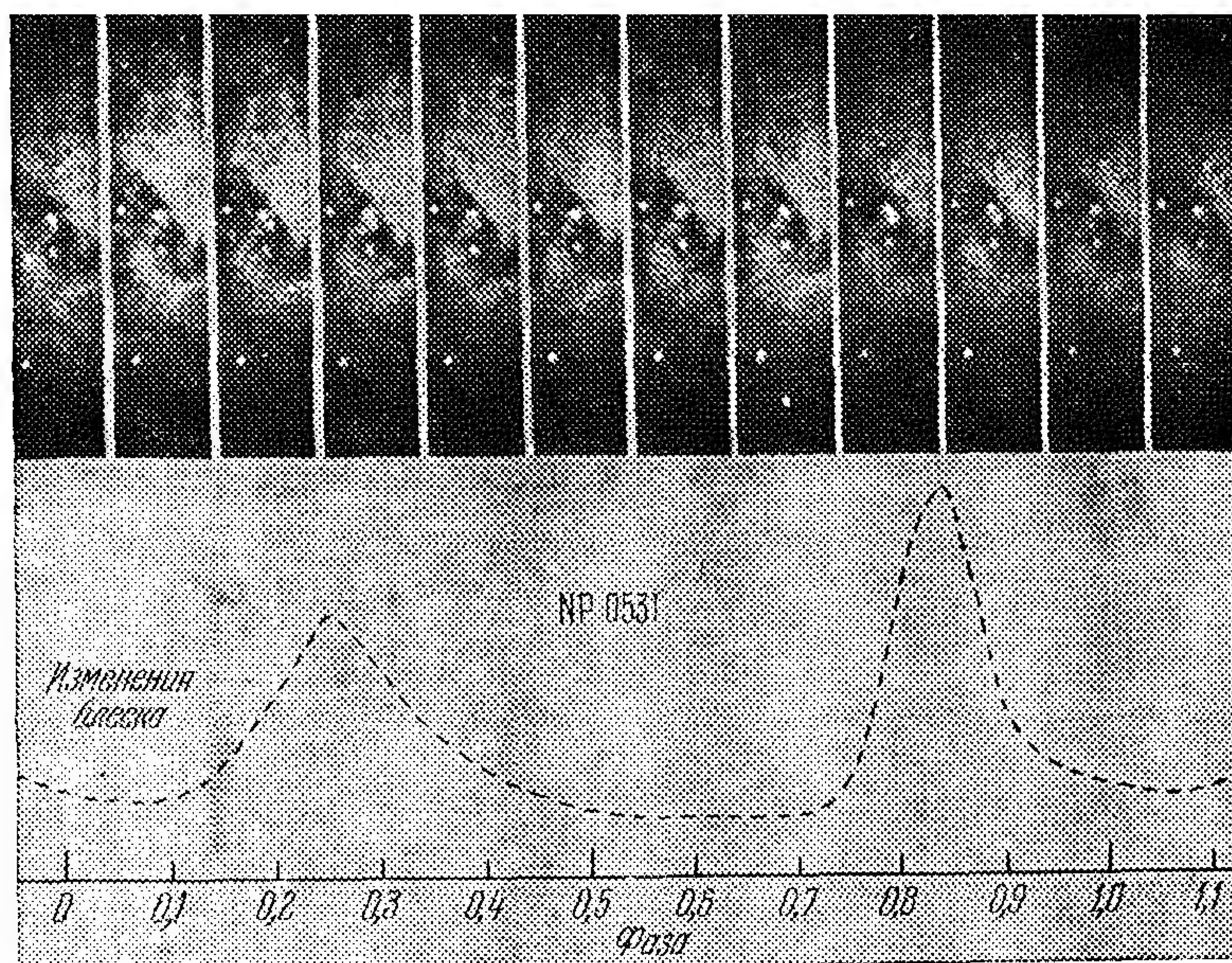


Рис. 20.3. Кривая блеска пульсара NP 0531 (вверху — фотография центральной части Крабовидной туманности в соответствующие моменты времени).

Сразу же после того как Стэйлин и Райфенстайн открыли пульсар в Крабовидной туманности, а Комелла на Пуэрто-Риканской обсерватории в Аресибо определил необычно короткий его период, возникла идея, что этот пульсар может излучать импульсы и в оптическом диапазоне длин волн. Так как из радионаблюдений период пульсаций был известен, задача для оптических астрономов значительно упрощалась. Впервые оптические импульсы от пульсара NP 0531 наблюдали в самом начале 1969 г. американские астрономы Кок, Дисней и Тэйлор. Они использовали сравнительно небольшой 36-дюймовый телескоп обсерватории Стюарта в штате Аризона. Почти одновременно оптические импульсы с периодом 0,033 секунды были получены и двумя другими исследовательскими группами.

Можно и раньше было подозревать, что пульсар NP 0531 каким-то образом связан с южной звездочкой в центральной части Крабовидной туманности. В пользу этого предположения указывали, во-первых, близость координат обоих объектов и, во-вторых, необычные свойства южной звезды, о которых речь шла выше. Оптические наблюдения со всей наглядностью подтвердили это предположение. Прямые фотоэлектрические наблюдения блеска указанной звезды, выполненные с малым временем накопления, выявили поразительное явление: блеск этой звезды не постоянен (как долгие годы молчаливо предполагалось астрономами), а строго периодически меняется, как это видно на рис. 20.3. Период с огромной точностью равен периоду радиопульсара NP 0531. Так же как и в радиодиапазоне, наряду с «главным» импульсом в оптических лучах наблюдается «интеримпульс», который находится приблизительно (но не точно) посредине между главными импульсами. Итак, южная звездочка Крабовидной туманности, известная астрономам уже свыше 100 лет, оказалась вовсе не звездой, а *пульсаром*! Если бы не развитие радиоастрономии, приведшее в конце концов к открытию пульсаров, никому и. в голову не могла бы прийти «больная» мысль искать столь необычно короткую периодичность в оптическом излучении давно известного объекта! Этот пример наглядно демонстрирует взаимодействие и взаимосвязь оптической и радиоастрономии — двух могучих ветвей одного старого дерева. Таких примеров можно привести немало — стоит только упомянуть открытие квазаров. Во всех случаях, как правило, роль «разведчика», гида, обнаруживающего дотоле неизвестное явление природы, играет радиоастрономия.

Со всей очевидностью необычный характер южной звезды в Крабовидной туманно-

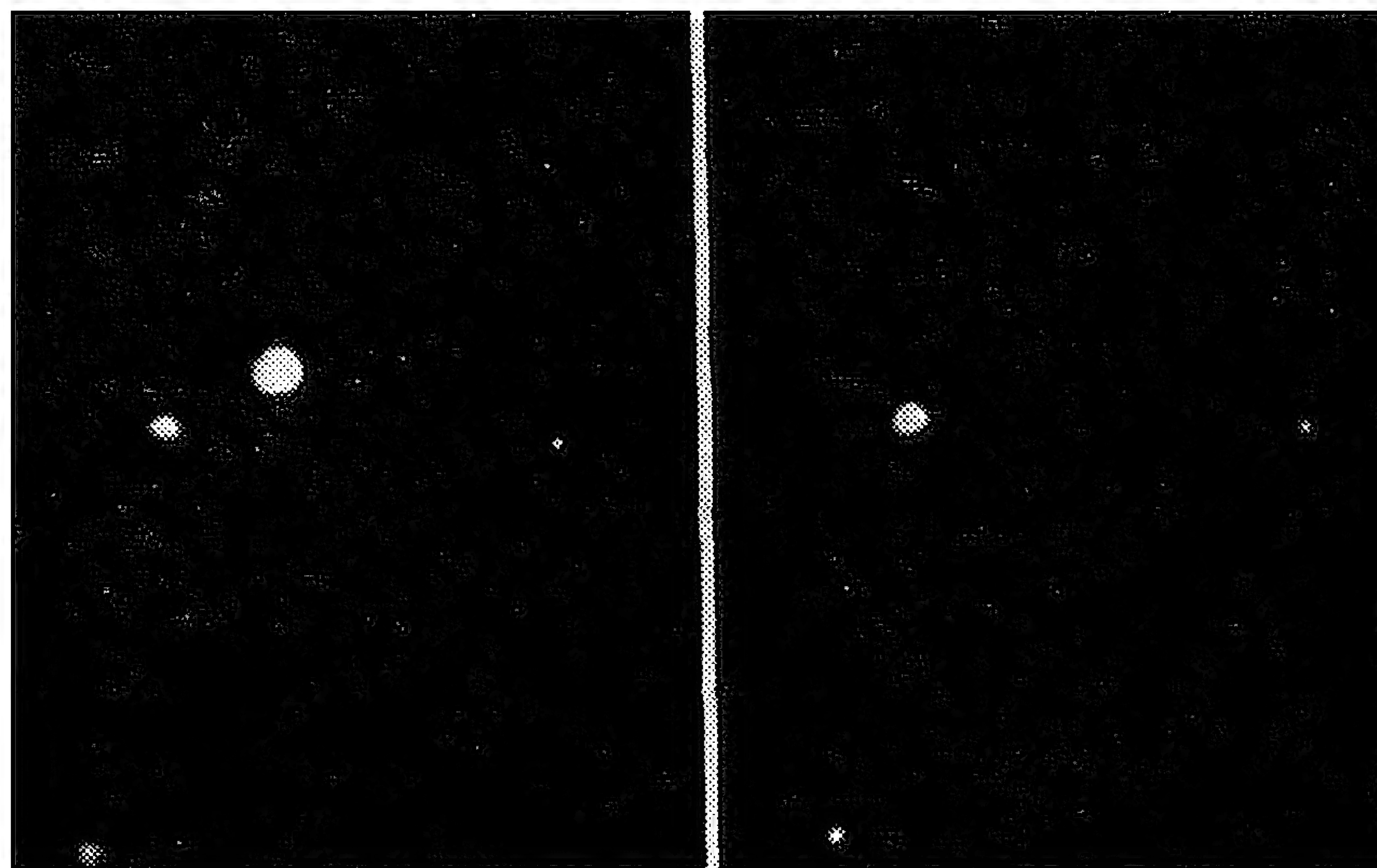


Рис. 20.4. «Стробоскопические» наблюдения оптического излучения пульсара NP 0531.

сти доказывают фотографии, приведенные на рис. 20.4. При получении этих фотографий использовался принцип хорошо известной детской игрушки, называемой «стробоскоп». Пучок света в телескопе фокусируется на телевизионную камеру, которая колеблется с периодом, точно равным периоду пульсара NP 0531. Если колебания камеры происходят в «фазе» с импульсами оптического излучения от этого пульсара, то каждый раз камера будет принимать его «максимальное» излучение. Если же фаза будет другой, то на камеру будет действовать весьма слабый световой поток от пульсара, излучаемый им в промежутке между импульсами. С другой стороны, эффект от соседних, «обычных» звезд, очевидно» совершенно не зависит от фазы колебаний камеры. На рис. 20.4 внизу видны три звезды, между тем как на фотографии, приведенной на рис. 20.4 вверху, появилась четвертая, самая яркая. Это и есть южная звезда Крабовидной туманности, фотография которой получена при совпадении *фаз* колебаний телевизионной камеры и пульсара. Трудно найти в современной астрономии более наглядное доказательство необычной природы давно известного космического объекта.

Через пару месяцев после того как было обнаружено оптическое излучение пульсара NP 0531, Брадт и его сотрудники обнаружили от него рентгеновское излучение. Вскоре выяснилось, что в «старых» рентгеновских наблюдениях Крабовидной туманности имелась пульсирующая составляющая, вклад которой составлял около 6% от полного рентгеновского излучения туманности, причем период пульсаций был как раз таким, как у NP 0531, т. е. 0,033 секунды. Само собой разумеется, что если бы не открытие радиопульсара с этим периодом, то пульсирующая составляющая в рентгеновском излучении Крабовидной туманности вряд ли была бы обнаружена.

С тех пор было выполнено большое количество исследований пульсара NP 0531 в рентгеновском диапазоне. В 1970 г. от него было обнаружено пульсирующее гамма-излучение с энергией квантов до 100 МэВ. Наконец, в 1972 г. было найдено и сверхжесткое гамма-излучение с энергией квантов до 10^{12} эВ. Последнее было обнаружено очень интересным методом, основанным на эффекте Черенкова, от электронов, образующихся в земной атмосфере при поглощении потока жестких гамма-квантов от Крабовидной туманности.

На рис. 20.5 в одном масштабе приведены «кривые блеска» пульсара NP 0531 в разных спектральных диапазонах. Заметим, что самая низкая частота радиодиапазона, на которой зарегистрировано излучение этого пульсара, близка к $3 \cdot 10^7$ Гц (длина волны 10 м), в то время как самая высокая частота гамма-диапазона превышает $3 \cdot 10^{27}$ Гц. Таким образом, отношение частот на обоих концах огромного диапазона электромагнитных волн, на которых излучает NP 0531, равно $10^{20} : 1$ — величина фантастически большая.

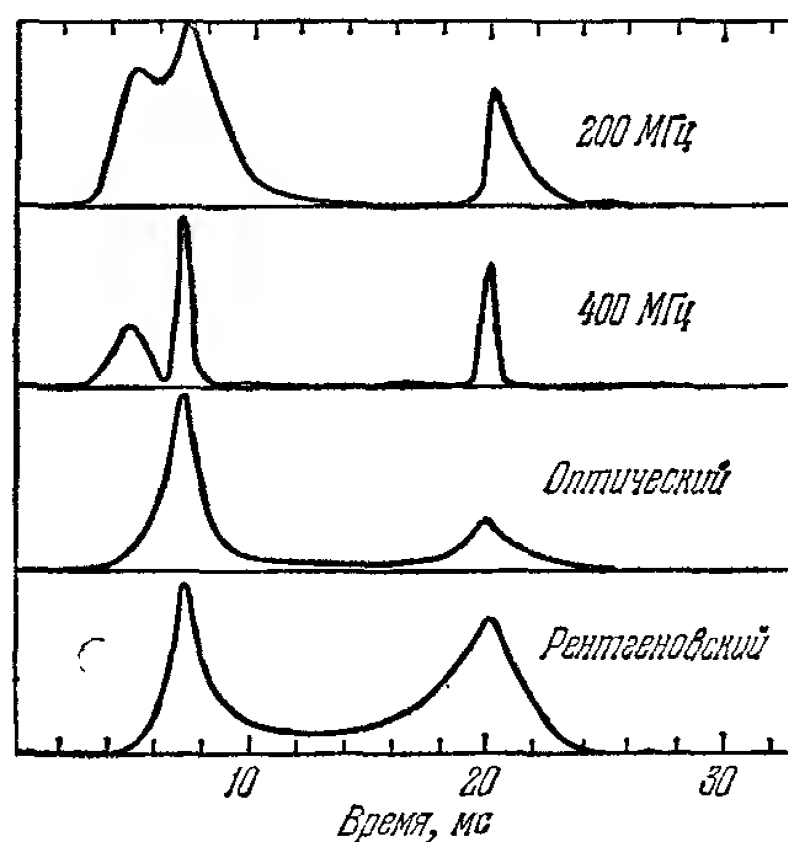


Рис. 20.5. Кривые блеска NP 0531 в разных спектральных диапазонах.

Сравнивая кривые блеска на радио- и на оптических и рентгеновских частотах, мы видим, что на радиочастотах (особенно низких) импульс начинается всегда раньше, чем на высоких частотах. На низких радиочастотах наблюдается некое дополнительное излучение, предшествующее главному максимуму и четко от него отделенное по времени. Это дополнительное излучение получило название «предимпульс». На высоких частотах радиодиапазона интенсивность предимпульса быстро падает, из чего следует вывод, что его радиоспектр очень крутой, значительно более крутой, чем спектр радиоизлучения основного импульса и интеримпульса. В оптическом диапазоне никаких следов предимпульса не наблюдается. Из кривой блеска NP 0531 в оптических лучах следует, что интенсивность излучения между импульсами не падает до нуля, а составляет хотя и малую, но вполне реальную величину. Точные электрофотометрические измерения показывают, что, например, между главным импульсом и интеримпульсом интенсивность не опускается ниже уровня, составляющего около 1% максимальной интенсивности главного импульса. В рентгеновском же диапазоне эта «межимпульсная» интенсивность достигает 10%. Отсюда следует, что спектр этой составляющей излучения пульсара (которую можно назвать «почти изотропной») значительно «жестче», чем спектр основной части излучения, сосредоточенной в импульсах. Любопытно также, что в рентгеновских лучах интенсивность импульса и интеримпульса почти равны, между тем как в оптических лучах интенсивность интеримпульса раза в три меньше интенсивности главного импульса[1].

Особенно интересны результаты наблюдений NP 0531 в ближней инфракрасной области. Здесь интенсивность пульсара NP 0531 падает в сторону низких частот, между тем как поток инфракрасного излучения от самой Крабовидной туманности *растет* при уменьшении частоты. На рис. 20.6 схематически приведены спектры Крабовидной туманности и находящегося в ней пульсара для всего диапазона электромагнитных волн, от радио- до гамма-лучей. Из этого рисунка прежде всего следует, что высокочастотный (т. е. оптический и рентгеновский) спектр NP 0531 никоим образом не является простым продолжением его радиоспектра. Имеется еще одно важное отличие между радио- и оптическим излучением этого пульсара. В то время как оптическое излучение NP 0531 отличается удивительным постоянством (в частности, звездная величина NP 0531 остается неизменной в пределах долей процента), его радиоимпульсы подвержены большим вариациям по своей интенсивности. Довольно часто наблюдается огромное, более чем стократное, увеличение интенсивности радиоимпульсов по сравнению со средним значением. Именно по этой при-

[1]Интересно отметить, что сверхжесткое гамма-излучение с энергией квантов 10^{11}—10^{13} эВ резко отличается от более мягкого. Оно переменно со временем, фаза импульсов меняется, а спектральная плотность потока не убывает с ростом частоты. По-видимому, сверхжесткое излучение генерируется совершенно особым механизмом.

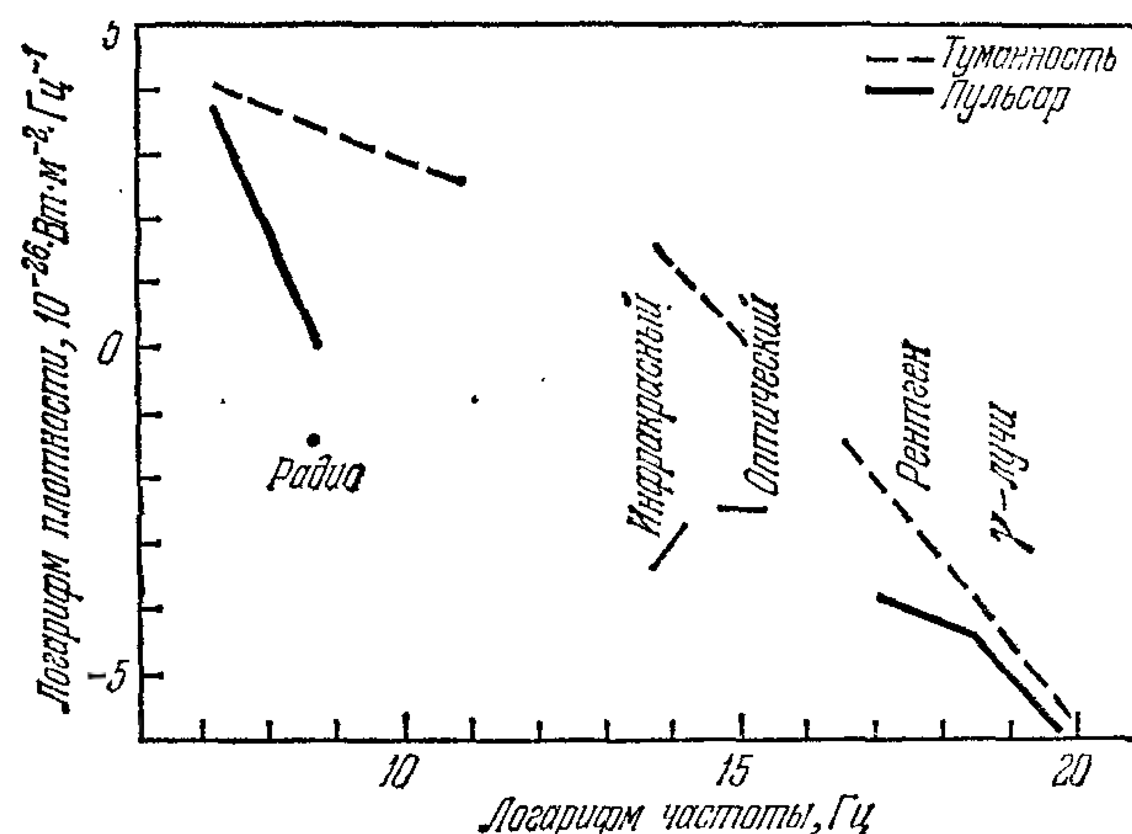


Рис. 20.6. Схема спектров NP 0531 и Крабовидной туманности.

чине Стэйлин и Райфенстайн смогли открыть этот пульсар — ведь они не располагали приемной аппаратурой, которая смогла бы зарегистрировать очень короткую периодичность обычных импульсов от NP 0531. Но зато они уверенно обнаружили время от времени возникающие огромные по мощности кратковременные импульсы радиоизлучения от этого пульсара. Заметим в этой связи, что явление «гигантских импульсов» наблюдается также в радиоизлучении некоторых других пульсаров. Такая разница в поведении радио- и «высокочастотного» излучения от пульсара NP 0531 явно указывает на различие в механизмах их излучения.

Основная доля электромагнитного излучения NP 0531 сосредоточена в «высокочастотной» части спектра. Зная величину потока излучения от этого пульсара во всем диапазоне (обозначим, как обычно, эту величину через F) и расстояние до Крабсвидиой туманности r, которое близко к 2000 пс, легко найти мощность излучения пульсара:

$$L = 4\pi r^2 F \approx 10^{36} \text{ эрг/с},$$

что в несколько сотен раз превышает мощность излучения Солнца. Основная часть этой мощности падает на рентгеновский диапазон. Еще в тридцатых годах нашего столетия было установлено, что южная звезда в центре Крабовидной туманности обладает хотя и малым, но вполне измеримым собственным движением. Ее смещение за год по обеим координатам согласно измерениям Дункана составляет $\mu_\alpha = 0{,}010$ секунды дуги, $\mu_\delta = 0{,}002$ секунды дуги. В дальнейшем собственное движение этой звезды уточнялось наблюдениями ряда астрономов, в частности, пулковских. Зная собственное движение и расстояние до объекта, можно легко найти проекцию его пространственной скорости на плоскость, перпендикулярную к лучу зрения. Учитывая, что расстояние до Крабовиднойтуманности составляет около 2000 пс, можно отсюда найти, что указанная выше проекция скорости составляет величину около 120 км/с. Таким образом, пульсар в Крабовидной туманности, подобно другим пульсарам, обладает большой пространственной скоростью. Об этом у нас речь уже шла выше.

Таковы основные результаты наблюдений пульсара NP 0531 на разных частотах. Некоторые другие результаты наблюдений, а также, что самое интересное, попытки теоретического объяснения природы этого пульсара будут рассматриваться ниже. Теперь же мы остановимся на двух других пульсарах, у которых, по-видимому, также наблюдается высокочастотное излучение. Первый из этих пульсаров связан с остатком сверхновой Паруса X, второй с MSH 15-52. Об этих пульсарах речь шла выше.

В 1977 г. на месте пульсара PSR 0833—45 был обнаружен исключительно слабый оптический объект, пульсирующий с периодом 0,089 секунды, но имеющий два максимума за период, так же как и гамма-излучение от этого пульсара (см. ниже). Любопытно, что

от этого пульсара были обнаружены довольно интенсивные импульсы гамма-излучения с энергией квантов больше 30 МэВ. Гамма-профиль PSR 0833—45 имеет два максимума, по фазе не совпадающих с радиоимпульсом. По-видимому, причина гамма-излучения этого пульсара та же, что и сверхжесткого излучения NP 0531. Необходимо еще много наблюдений, чтобы разобраться в сложной проблеме, которую поставил этот очень интересный пульсар.

Тот факт, что жесткое рентгеновское излучение обнаружено только у двух-трех пульсаров, общим свойством которых является молодость, заставляет предположить, что длительность «рентгеноизлучающей» фазы у пульсаров мала по сравнению с длительностью радиоизлучающей фазы. С другой стороны, последняя также ограничена и для большинства пульсаров близка к $3 \cdot 10^6$ лет (см. выше). Таким образом, мы чисто эмпирически приходим к представлению, что по мере эволюции нейтронной звезды «активность», проявляющаяся в радио-, оптическом и рентгеновском излучении, должна непрерывно уменьшаться. Напротив, гамма-излучение возможно астрономами уже обнаружено у некоторых сравнительно старых пульсаров, что говорит в пользу особой природы этого излучения (см. § 23).

Вернемся теперь к вопросу о связи пульсаров и радио- и рентгеновских туманностей — остатков вспышек сверхновых. Заслуживает, прежде всего, внимания тот факт, что все три туманности — остатки сверхновых; внутри которых находятся пульсары,— являются *плерионами*. В то же время из наблюдений следует, что плерионы, по-видимому, являются остатками вспышек сверхновых II типа. Это доказано для двух исторических сверхновых — 1054 г. (давшей начало Крабовидной туманности) и 1181 г. («родительницы» плериона 3C 58). Любопытно подчеркнуть, что туманности — остатки вспышек «исторических» (т. е. зарегистрированных в хрониках) сверхновых I типа *плерионами не являются*. Напрашивается вывод, что нейтронные звезды, наблюдаемые как пульсары,— это остатки взрывов более массивных и молодых сверхновых II типа, между тем как после взрывов менее массивных, сравнительно старых звезд — сверхновых I типа, звездных остатков не сохраняется,— они полностью рассеиваются в межзвездном пространстве.

То обстоятельство, что нейтронные звезды образуются в результате эволюции массивных звезд, представляется вполне естественным. Ибо только у таких звезд может образоваться кислородно-углеродное ядро с массой, превышающей чандрасекаровский предел. Наличие нейтронных звезд (наблюдаемых как рентгеновские пульсары — см. § 21) в массивных двойных системах как будто бы подтверждает такой вывод.

Возможно, что к этой проблеме имеет отношение явление радиоизлучения сверхновых (а не их остатков!), которое в последнее время привлекает к себе внимание радиоастрономов. Во всех трех случаях, когда это явление наблюдалось, излучали радиоволны сверхновые II типа спустя 1—3 месяца после максимума блеска. Не исключено, как предположил автор этой книги, что стимулирует радиоизлучение сверхновых II типа находящийся там молодой, активный пульсар. Возможно, однако, и другое объяснение, связывающее это радиоизлучение со взаимодействием расширяющейся оболочки с окружающим взорвавшуюся звезду «ветром».

§ 21. Пульсары как источники радиоизлучения

Пожалуй, труднее всего для пульсаров определяются две основные характеристики всякого «нормального» источника радиоизлучения — поток и спектр. Эти трудности связаны прежде всего с самой природой пульсаров. Дело в том, что, как уже неоднократно упоминалось выше, радиоизлучение пульсаров в высшей степени сложным образом меняется со временем. Эти изменения, в частности, бывают очень быстрыми, например, два соседних импульса могут иметь заметно различающиеся «профили» (это то же самое, что на оптических частотах кривая блеска). Другими словами, за время порядка секунды (характерное время для периода пульсаров) могут наблюдаться существенные изменения потока. Специфической особенностью пульсаров как источников радиоизлучения являются их ничтожно малые угловые размеры. Поэтому они, как никакие другие известные в радиоастрономии источники, подвержены сцинтилляциям. И хотя спектр радиоизлучения пульсаров, по-видимому, достаточно стабилен, характер сцинтилляций существенно зависит от частоты излучения. Это приводит к сильнейшим искажениям спектра при прохождении излучения пульсара через межзвездную среду. Например, на некоторой частоте за несколько минут из-за сцинтилляции поток радиоизлучения может упасть до нуля, в то время как для частоты, слегка отличной, такое уменьшение потока произойдет уже в другой момент. Добавив к этому, что обусловленные сцинтилляциями искажения быстро меняются со временем, мы получим представление о том, что «истинный» спектр радиоизлучения пульсара определить не просто. Для исключения влияния сцинтилляции прежде всего нужно *усреднять* наблюдения по очень большому (исчисляемому сотнями) числу периодов. При этом, однако, возникает дополнительная трудность, что за такое большое количество периодов само «истинное» (т. е. не искаженное сцинтилляциями) излучение пульсаров может заметно измениться. Так получаются «сглаженные» по времени «синтетические» профили и «синтетические» спектры. В свою очередь сравнение различных «синтетических» профилей, полученных для одного и того же пульсара, позволяет выявить ряд вариаций, начиная от минутных и кончая годовыми. Естественно, что данных о более долговременных вариациях основных характеристик излучения пульсаров пока не существует, так как первые пульсары обнаружены всего около 15 лет назад.

На рис. 21.1 приведены «синтетические» спектры нескольких пульсаров, полученные на известной радиоастрономической обсерватории Джодрелл Бэнк. Как правило, спектральная плотность их потоков быстро падает с ростом частоты. Впрочем, у некоторых пульсаров (например, у PSR 0329+54) наблюдается довольно плоский максимум около частоты 400 МГц. А вообще, спектр может быть представлен степенным законом (как и для других источников космического радиоизлучения) $F_\nu \propto \nu^\alpha$, где F_ν — усредненная спектральная плотность потока, а величина α («спектральный индекс») для большинства пульсаров меняется от -1 до -2, причем никакой зависимости α от периода пульсара нет.

«Профили» радиоизлучения пульсаров часто отличаются большим количеством деталей. Например, у пульсара, находящегося в Крабовидной туманности, наблюдаются отдельные детали радиопрофиля, гораздо более «узкие», чем у оптической кривой блеска; эти детали довольно быстро меняются от периода к периоду, но «синтетический» профиль NR 0531 все же близок к кривой блеска его высокочастотного (оптического) излучения.

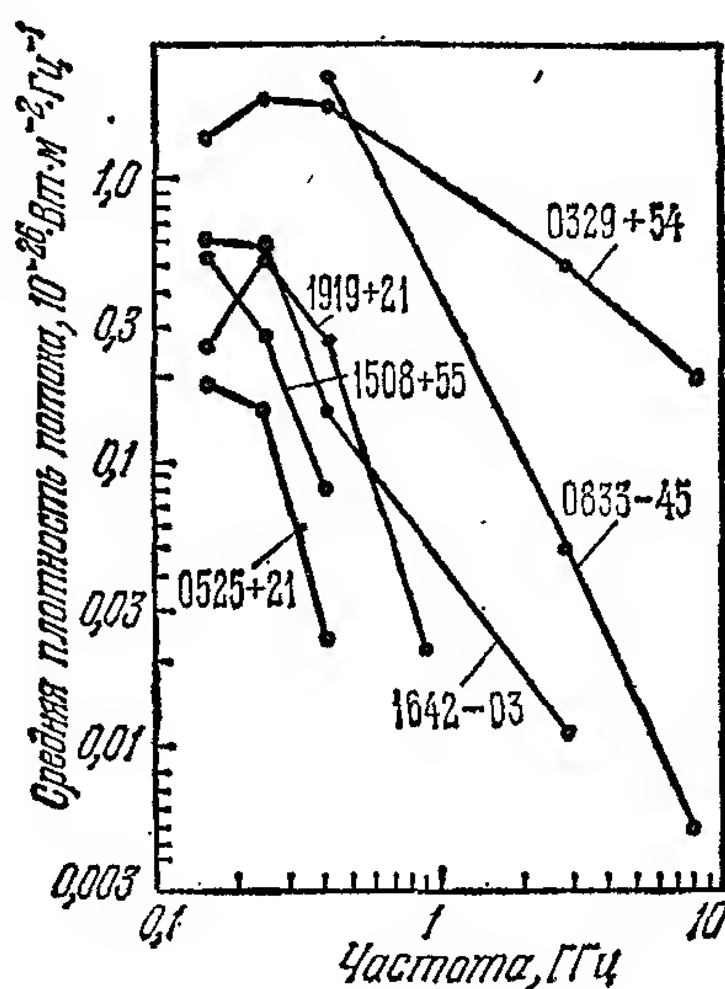


Рис. 21.1. «Синтетические» спектры нескольких пульсаров.

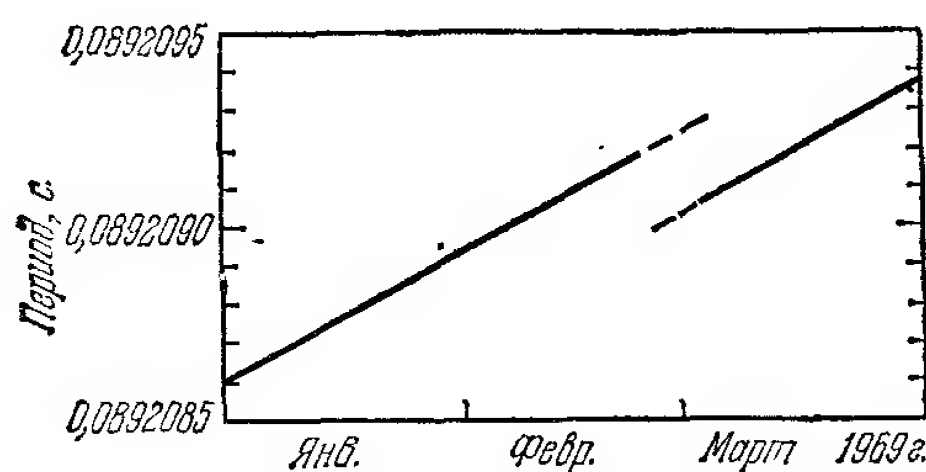


Рис. 21.2. Результаты наблюдения «звездотрясения» у пульсара PSR 0833—45.

Радиоизлучение пульсаров сильно поляризовано. У отдельных импульсов иногда наблюдается почти 100%-ная *линейная поляризация*. Очень интересно, что даже у одного импульса за время, исчисляемое малыми долями периода, характеристики поляризации (например, направление колебаний электрического вектора) могут сильно меняться. Об этом важном явлении речь будет идти ниже, а пока отметим, что в общем случае у пульсаров наблюдается *эллиптическая* поляризация.

Как уже неоднократно указывалось, периоды пульсаров в первом приближении можно рассматривать как весьма стабильные. Однако длительные ряды наблюдений позволяют выявить очень интересные вариации в периодах. Прежде всего такие наблюдения выявляют важнейший эффект непрерывного увеличения периодов у всех без исключения пульсаров. Это позволяет сделать достаточно надежную оценку их *возраста* (см. выше). Из-за эффекта Доплера, вызванного орбитальным движением Земли со скоростью ~ 30 км/с, периоды пульсаров в течение года меняются примерно на одну десятитысячную своего значения (для пульсаров, находящихся сравнительно близко от эклиптики), и на меньшую, но вполне «ощутимую» величину — для других пульсаров. При определении периода пульсаров с той большой точностью, какая достигается в настоящее время, эффект Доплера всегда исключается и дается значение «гелиоцентрического» периода, т. е. того периода, который обнаружил бы воображаемый наблюдатель, находящийся на Солнце.

Чрезвычайно интересное явление было открыто в 1969 г. в Австралии радиоастрономами Манчестером и Радхакришнаном. Они обнаружили скачкообразное *уменьшение* периода пульсара PSR 0833—45, которое произошло где-то между 24 февраля и 3 марта 1969 г. (рис. 21.2, в промежутке времени между этими двумя датами наблюдения указанного пульсара не проводились). Величина уменьшения периода довольно значительна: около 200 наносекунд. Учитывая, что период этого пульсара 0,089 с, «сбой» периода

составляет $2 \cdot 10^{-6}$ его значения. Интересно еще и то, что после описанного скачкообразного уменьшения периода дальнейшее его увеличение происходило быстрее на 1%, чем до «сбоя». Спустя $2^1/_2$ года, в конце 1971 г., явление «сбоя» периода PSR 0833—45 повторилось почти в точности. Такое странное явление можно объяснить только реальным скачкообразным изменением периода вращения нейтронной звезды. Изменение периода вращения в свою очередь должно быть следствием скачкообразного уменьшения момента инерции звезды, вызванного какими-то сложными процессами в ее недрах (например, изменением характера связи между поверхностными слоями нейтронной звезды и ее недрами). Явление скачкообразного «сбоя» периода у пульсаров получило образное и меткое название «звездотрясений». В гораздо меньшем масштабе, чем у пульсара PSR 0833—45 несколько «звездотрясений» наблюдалось у пульсара в «Крабе». Изучение «звездотрясений» открывает единственную в своем роде возможность исследований недр нейтронных звезд, подобно тому как анализ сейсмических явлений на Земле является важнейшим методом исследования внутренних областей нашей планеты.

Огромная точность, с которой сейчас определяются периоды пульсаров и различные их вариации, позволяет сделать еще один важный вывод, касающийся природы пульсаров. Представим себе, что пульсар является компонентой двойной системы. Тогда величина его периода должна периодически меняться в соответствии с его орбитальным движением в двойной системе. Из того простого факта, что таких периодических изменений периода ни у одного пульсара не наблюдается, следует очень важный вывод, что пульсары (вернее, отождествляемые с ними нейтронные звезды) не являются компонентами кратных звездных систем. Этот факт сам по себе очень удивителен. Ведь двойственность очень распространена среди звезд. Как уже говорилось в § 14, по крайней мере 50% всех звезд входит в состав двойных звезд, а среди молодых, массивных звезд этот процент еще выше. А между тем из известных в настоящее время ~ 350 пульсаров только три принадлежат к двойной звездной системе (см. ниже). До этого в астрономии не был известен какой-либо тип звезд, обладавший таким свойством. В рамках существующих представлений об образовании нейтронных звезд отсутствие двойственности у пульсаров как будто можно понять. Прежде всего достаточно велика вероятность того, что вследствие взрыва одной из компонент двойной системы пара распадается. Это будет так в случае, когда расстояние между компонентами двойной системы велико и эволюция каждой из компонент протекает более или менее независимо. Кроме того, требуется, чтобы во время взрыва большая часть массы звезды была выброшена в межзвездное пространство с достаточно большой скоростью. Однако, если взрыв имел место в «тесной» двойной системе, где расстояние между компонентами невелико, ситуация может быть совершенно другой. В этом случае, как мы видели в § 14, взрываться будет *менее массивная* звезда. При такой ситуации пара не будет разрушена даже тогда, когда большая часть взорвавшейся звезды будет выброшена в межзвездное пространство. Почему же не наблюдается пульсаров — компонент двойных систем, если большая часть таких систем сравнительно тесные? Советский астрофизик В. А. Шварцман выдвинул очень интересную гипотезу, объясняющую эту загадку. По его мнению, в двойной системе, особенно, если она тесная, имеет место непрерывное *падение* газа от нормального компонента на нейтронную звезду (так называемый «процесс аккреции»). Этот процесс может как бы «подавить» радиоизлучение нейтронной звезды и «потушить» связанный с нею пульсар. Когда последний «молод» и его «активность» велика, аккреция не в состоянии «заглушить» радиоизлучение нейтронной звезды. Но число таких очень молодых пульсаров можно буквально перечислить по пальцам одной руки. Большинство же пульсаров достаточно «стары», и если они входят в состав двойных систем, их излучение будет подавлено.

Летом 1974 г. на обсерватории Аресибо был обнаружен очень слабый пульсар PSR 1913, являющийся компонентой тесной двойной системы с периодом обращения $7^{\mathrm{h}}46^{\mathrm{m}}$. Расстояние между компонентами немного больше радиуса Солнца. Вторая компонента

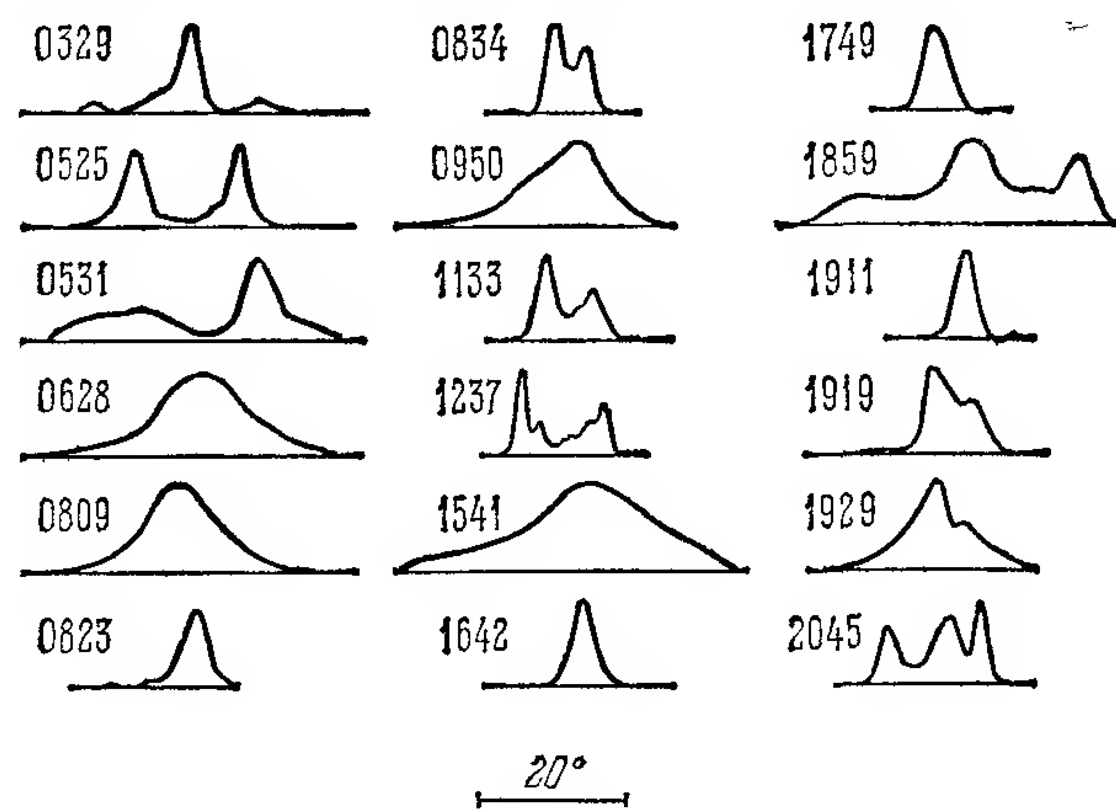


Рис. 21.3. «Синтетические» профили 18 пульсаров.

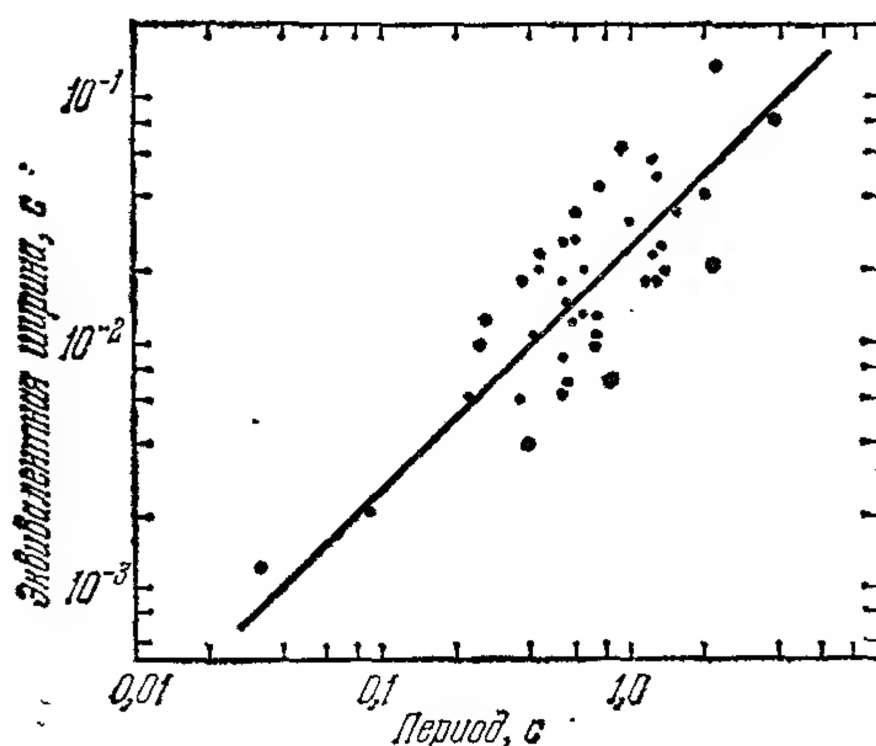


Рис. 21.4. Зависимость ширины «окна» пульсаров от их периода.

должна быть либо белым карликом, либо еще более компактным объектом, заведомо не заполняющим свою полость Роша. Поэтому никакой аккреции в этой системе нет, что и делает пульсар наблюдаемым. Сама по себе аккреция газа на нейтронную звезду, находящуюся в двойной системе, может привести к чрезвычайно интересным и важным последствиям. Об этом мы будем много говорить в § 23. Следует, однако, заметить, что вопрос о причинах отсутствия двойственности у пульсаров до конца еще не ясен. Здесь у теоретиков еще много пищи для размышлений.

«Синтетические» профили пульсаров обнаруживают большое разнообразие. Хотя, как уже упоминалось выше, они показывают значительную изменчивость, для данного пульсара основные особенности таких профилей остаются неизменными и могут служить как бы его «паспортом». Например, есть такие пульсары, где профиль состоит из одного простого импульса, например, неоднократно уже упоминавшийся пульсар PSR 0833—45. Есть пульсары, у которых синтетический профиль состоит из двух, а то и трех «субимпульсов». Это хорошо видно из рис. 21.3, где приведены синтетические профили 18 пульсаров.

Интервал времени, в течение которого наблюдается излучение от пульсаров (так называемое «окно»), обычно составляет около 1/30 от периода. На рис. 21.4 приведена диаграмма, дающая зависимость ширины «окна» от периода пульсаров. Ширину «окна» удобно измерять в угловых единицах (360° соответствуют полному периоду пульсаров). На этом рисунке хорошо видно, что точки, соответствующие различным пульсарам, группируются около прямой, соответствующей ширине «окна» 9°.

Хотя ширина «окна» для данного пульсара остается почти постоянной, отдельные детали профиля («истинного», а не усредненного «синтетического») могут в пределах «окна» перемещаться. У некоторых пульсаров такие перемещения носят удивительно ре-

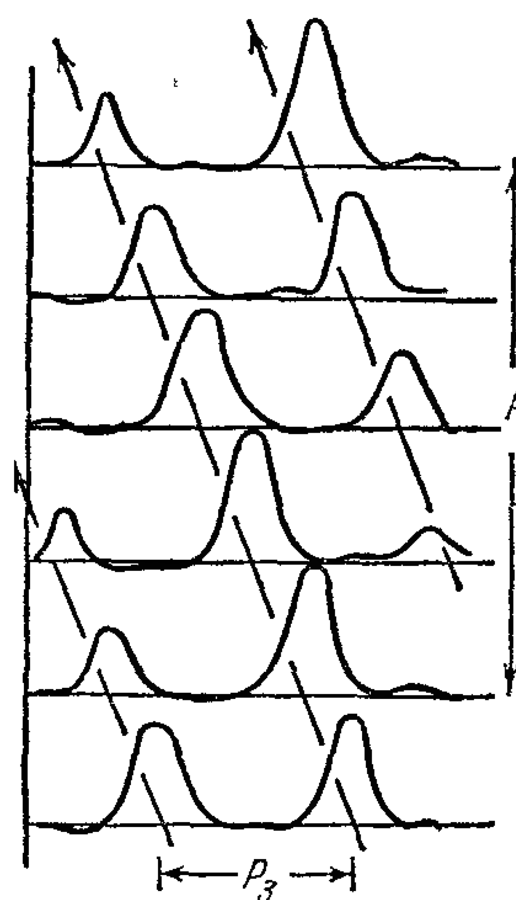


Рис. 21.5. «Дрейф» импульсов в пределах «окна».

гулярный характер. В таких случаях субимпульсы как бы перемещаются, «дрейфуют» в пределах «окна». Это явление впервые наблюдалось у пульсара PSR 1919+21. Сейчас уже известно довольно значительное количество пульсаров, где этот феномен наблюдается. На рис. 21.5 приводится схема, иллюстрирующая это интересное явление. Для таких пульсаров можно определить *второй* период, определяемый как промежуток времени, в течение которого их профиль повторяется. Обычно второй период P_2 в несколько раз длиннее *основного* периода P_1, определяемого вращением нейтронной звезды. Следует, однако, подчеркнуть, что второй период P_2 отнюдь не отличается той прецизионной точностью, которая характерна для основного периода P_1.

Из разных вариаций, которым подвержены профили импульсов пульсаров, едва ли не самым загадочным является *полное прекращение* радиоизлучения в течение значительного количества периодов. Так, излучение пульсара PSR 1237+25 внезапно «пропадает» на несколько минут, после чего «оживает» без малейшего сбоя периода. У пульсара PSR 0809+74 иногда «пропадает» несколько периодов. Такие явления, скорее всего, указывают на то, что по каким-то причинам у вращающейся нейтронной звезды внезапно прекращается радиоизлучение. В этой связи следует подчеркнуть, что детали основного процесса радиоизлучения пульсаров, приведшего к их открытию, все еще далеки от ясности. Ниже мы еще вернемся к этой проблеме.

Хотя природа радиоизлучения пульсаров пока еще довольно темна и загадочна, само по себе это излучение открыло новые, очень богатые возможности изучения межзвездной среды. Астрономы сразу же по достоинству оценили замечательную особенность этого радиоизлучения: его импульсный характер. Весьма полезным является и то, что радиоизлучение в ряде случаев оказалось линейно поляризованным. Все эти свойства пульсарного радиоизлучения позволяют использовать его как весьма эффективный зонд для изучения межзвездной среды. Прежде всего нашло себе применение явление дисперсии импульсов радиоизлучения от пульсаров в межзвездной среде. Об этом интереснейшем явлении стоит поговорить более подробно. Одинакова ли скорость распространения всех электромагнитных волн в межзвездной среде? Ведь ясно, что даже очень маленькая разница в скорости распространения электромагнитных волн различной длины в принципе могла бы дать вполне измеримый эффект, так как при огромных межзвездных расстояниях происходило бы непрерывное «накопление» разности времен прихода импульсов на разных волнах. На рубеже этого столетия наш самобытный астроном Г. А. Тихов пытался обнаружить такой эффект у затменно-двойных звезд: если бы эффект существовал, моменты звездных затмений в лучах разного цвета (например, синего и красного) должны были бы отличаться. Тогдашние сведения о природе межзвездной среды, однако, были даже

не в зачаточном, а просто в нулевом состоянии. Только спустя несколько лет Гартманом были открыты линии межзвездного кальция, положившие начало изучению межзвездной среды (см. § 2). Теперь-то мы хорошо знаем, сколь несостоятельна была попытка Г. А. Тихова обнаружить межзвездную дисперсию света. Ведь плотность межзвездной среды настолько мала, что из-за обычной дисперсии даже на пути в 1000 световых лет импульс красного света опередит одновременно с ним излученный импульс синего света всего лишь на ничтожную долю секунды.

Открытие космического радиоизлучения коренным образом изменило старую проблему обнаружения дисперсии электромагнитных волн в межзвездной среде. Последнюю всегда можно рассматривать как плазму (даже в «зонах H I», где водород не ионизован; см. § 2). Теория распространения и дисперсии радиоволн в плазме является очень хорошо разработанным отделом макроскопической физики. Приведем только выражение для показателя преломления электромагнитных волн в плазме, в которой магнитное поле отсутствует:

$$n = \sqrt{1 - \frac{e^2 N_e}{\pi m_e \nu^2}} = \sqrt{1 - \frac{8{,}26 \cdot 10^6 N_e}{\nu^2}}. \tag{21.1}$$

Здесь N_e — концентрация свободных электронов в плазме, ν — частота излучения.

Как видно из формулы (21.1), показатель преломления плазмы для радиоволн меньше единицы. Как известно из элементарного курса физики, скорость распространения электромагнитных волн в среде с показателем преломления n $v_ф = c/n$, где $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света в вакууме. Коль скоро n меньше единицы, $v_ф > c$, что как будто бы противоречит специальному принципу относительности. Никакого противоречия, однако, здесь нет. Дело в том, что $v_ф$ есть так называемая «фазовая скорость», относящаяся к строго определенной частоте волны. Принцип относительности утверждает, что нельзя передавать *сигналы* со сверхсветовой скоростью. Однако при помощи так называемой «монохроматической волны» (т. е. волны со строго определенной частотой) никакого сигнала передать нельзя. Для этого надо пользоваться *группой волн*, частоты которых слегка различны. Такая группа волн (или «волновой пакет») распространяется в среде с некоторой *групповой* скоростью, которая отличается от фазовой. В случае распространения волн в достаточно разреженной плазме групповая скорость выражается формулой

$$v_2 = c \cdot n = c\sqrt{1 - \frac{e^2 N_e}{\pi m_e \nu^2}} < c, \tag{21.2}$$

а время распространения группы волн

$$t = R/v_2.$$

Из этих формул следует, что разница времени распространения группы волн в среде (плазме) и в вакууме (т. е. *запаздывание группы*) будет равна

$$\tau = \frac{R}{v_2} - \frac{R}{c} = \frac{1}{2}\frac{RN_e e^2}{cm_e\pi}\frac{1}{\nu^2} = 8{,}8 \cdot 10^2 \frac{D}{\nu^2}, \tag{21.3}$$

где величина $D = \overline{N_e} R$ — число свободных электронов в цилиндре, площадь основания которого равна одному квадратному сантиметру, а образующая равна R. В формуле (21.3) частота ν выражена в мегагерцах, а R — в парсеках. Величина D называется «мерой дисперсии». Допустим теперь, что измеряется время приходов импульсов на двух частотах, слегка различающихся одна от другой на величину $\Delta\nu$. Подчеркнем, что импульс радиоизлучения, содержащий набор частот, был испущен в некоторый момент времени и если бы не дисперсия межзвездной среды, он наблюдался бы *одновременно* на всех частотах.

Наличие же дисперсии приводит к тому, что на более высоких частотах импульс будет наблюдаться раньше, чем на низких. Разница в моментах времени наблюдения импульса на частотах, различающихся на величину Δt, как можно показать, будет равна

$$\Delta t = 1{,}76 \cdot 10^3 D \frac{\Delta\nu}{\nu^3} c. \tag{21.4}$$

Чтобы почувствовать, велика ли эта величина или мала, сделаем численный расчет. Допустим, что $\nu = 100$ МГц, а $D = 100$ см$^{-3}$ · пс. Тогда из формулы (21.4) следует, что при $\Delta\nu = 1$ МГц $\Delta t \sim 1$ с! Это очень большая величина, особенно если учесть, что 1 секунда близка к среднему периоду пульсаров. Из этого примера видно, что межзвездная дисперсия радиосигналов от пульсаров очень сильно искажает наблюдаемую структуру импульсов. В отдельных случаях, если не принять особых мер (например, не сýзить полосу частот, которую принимает приемник радиоизлучения), она может «замыть» импульсы и сделать их ненаблюдаемыми. Об искажении наблюдений пульсаров межзвездной дисперсией мы уже говорили раньше.

Техника современной радиоастрономии позволяет определять величину меры дисперсии D для каждого пульсара с высокой точностью: до одной стотысячной. Такая высокая точность позволяет в отдельных случаях измерять вариации величины D. Особо интересны вариации меры дисперсии для пульсара в Крабовидной туманности. В этом случае $D = 57$ см$^{-3}$ · пс или $1{,}75 \cdot 10^{20}$ см$^{-2}$. Однако во время периодов активности в центральной части Крабовидной туманности, связанных с образованием быстро движущихся «жгутов» (см. рис. 17.10), значение D меняется на величину $\Delta D \approx 10^{16}$ см$^{-2}$. Такое возрастание меры дисперсии обычно длится несколько недель, после чего D возвращается к первоначальному значению. Не подлежит сомнению, что описанные изменения D обусловлены прохождением радиоволн через движущиеся облака плазмы в центральной части Крабовидной туманности.

Если бы концентрация свободных электронов в межзвездной среде была известна с полной надежностью, знание D для того или иного пульсара позволило бы сразу же определить точное расстояние до него. В действительности, однако, это далеко не так. Осложняющим обстоятельством является то, что концентрация свободных электронов N_e меняется в различных областях межзвездной среды в довольно широких пределах (см. § 2).

Расчеты показывают, что в зонах H I, занимающих бóльшую часть межзвездной среды, $\overline{N_e} \approx 3 \cdot 10^{-2}$. Это значение
overlineN$_e$ можно принять как *среднюю* электронную концентрацию в межзвездной среде, большая часть которой соответствует зонам неионизованного водорода H I. С этим значением $\overline{N_e}$ и определяется сейчас расстояние до пульсаров по измеренной для них мере дисперсии, хотя такой метод в отдельных случаях может давать большие ошибки. Так, наличие очень слабой, оптически не наблюдаемой зоны H II, случайно проектирующейся на пульсар, может сделать оценку расстояния до него по измеренной мере дисперсии сильно завышенной.

Надежнее всего расстояния до отдельных пульсаров определяются по наличию в их радиоспектре линии поглощения межзвездного водорода 21 см. В этом случае применяется обычный в радиоастрономии метод, основанный на том, что межзвездный водород концентрируется к рукавам спиральной структуры Галактики (см. § 3). Однако возможности этого метода пока сильно ограничены, так как он требует, чтобы поток радиоизлучения от пульсара был довольно значительным. Только для очень немногих пульсаров расстояния были получены таким методом.

До сих пор мы не учитывали наличия мелких неоднородностей в межзвездной плазме, которые приводят к сильному *рассеиванию* радиоволн. Выше мы уже неоднократно

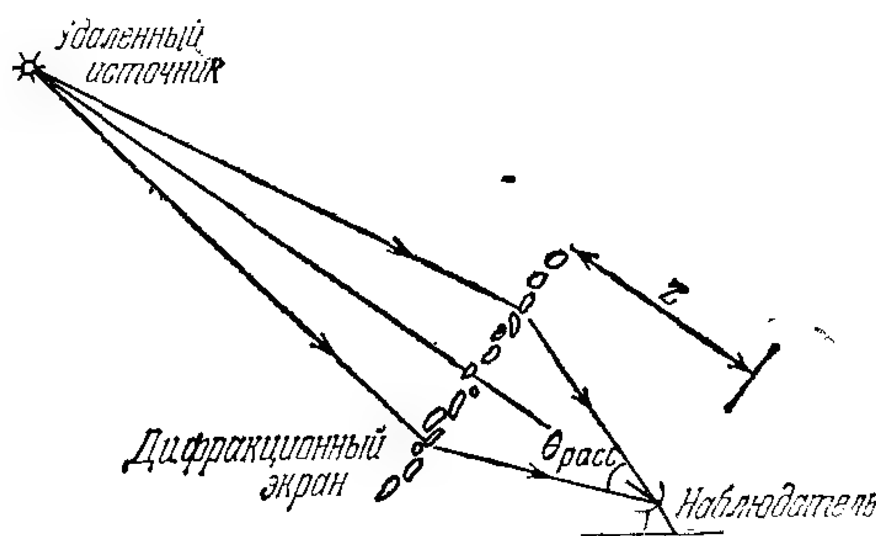


Рис. 21.6. Схема, поясняющая сцинтилляцию радиоизлучения пульсаров.

говорили о важном явлении *сцинтилляции* радиоизлучения пульсаров. Теперь мы остановимся на этом явлении несколько подробнее.

В принципе сцинтилляции объясняются *интерференцией* излучения пульсара. Благодаря рассеянию на неоднородностях плазмы к наблюдателю одновременно приходит *множество* лучей, у которых «оптические пути» различны. Схематически это видно на рис. 21.6. На этом рисунке неоднородности в межзвездной среде (играющие роль «дифракционного экрана») для простоты изображены находящимися на одном определенном расстоянии z от наблюдателя. В действительности, конечно, они заполняют все пространство между источником и наблюдателем. Так как разность хода между различными лучами сильно зависит от длины волны, то из-за их интерференции будут наблюдаться значительные колебания интенсивности в смежных спектральных участках. Кроме того, движение наблюдателя или источника относительно «облаков» неоднородности межзвездной среды также будет приводить к изменению оптических путей лучей, что в свою очередь будет вызывать беспорядочные колебания яркости источника, наблюдаемые как сцинтилляции. Именно по этой причине из анализа сцинтилляции можно получить относительную скорость источника и неоднородностей, о чем шла речь в § 20. Если частота излучения растет, эффекты рассеяния на неоднородностях межзвездной плазмы уменьшаются и в конце концов для достаточно высоких частот пропадают совсем.

Рассмотрим теперь рис. 21.6, где через θ обозначен угол, в пределах которого рассеянное неоднородностями межзвездной среды излучение приходит к наблюдателю. Положим теперь, что размеры неоднородностей равны a, избыточная электронная концентрация в них равна ΔN_e, а толщина области, где сосредоточены неоднородности, равна L. Можно показать, что имеет место соотношение

$$\theta = \left(\frac{L}{a}\right)^{1/2} \Delta N_e r_0 \lambda_0^2, \tag{21.5}$$

где $r_0 \sim e^2/mc^2 = 10^{-12}$ см^2 — классический радиус электрона.

Применение простой теории дифракции по схеме, представленной на рис. 21.6, к реальным сцинтилляциям радиоизлучения от пульсаров позволяет определить размеры неоднородностей a, которые порядка 10^{11} см, а также избыточную электронную концентрацию в этих неоднородностях ΔN_e, которая оказывается $\sim 10^{-4}$ см$^{-3}$. Такая очень мелкая «рябь» в межзвездной плазме, по-видимому, есть следствие ее возмущения потоками заряженных космических лучей.

Другим следствием дифракции радиоволн от пульсаров на неоднородностях межзвездной среды является большая длительность импульсов на низких частотах. Это объясняется различием в групповом запаздывании разных лучей, приходящих к наблюдателю в пределах угла θ. Из-за такого различия (которое может достигать нескольких миллисекунд) на низких частотах импульс как бы «расплывается», т. е. его можно наблюдать больший промежуток времени. На рис. 21.7 приведена картина такого расплывания импульса на разных частотах для пульсара PSR 1946+35.

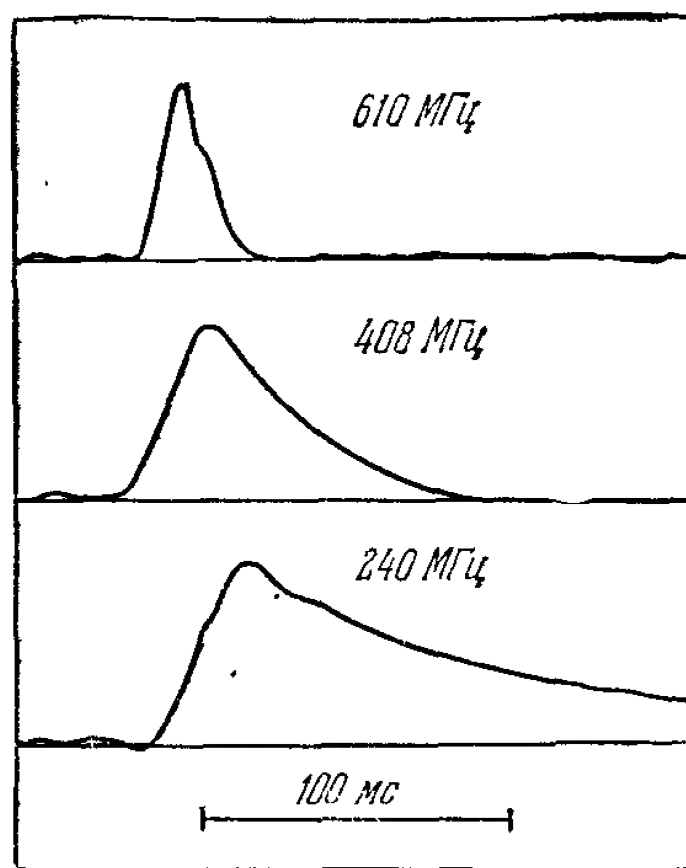


Рис. 21.7. Расплывание импульсов на разных частотах.

Так как радиоизлучение пульсаров поляризовано, а межзвездная плазма намагничена, следует ожидать изменения поляризационных характеристик при прохождении этого излучения через среду. Наиболее интересным эффектом взаимодействия линейно поляризованного излучения и намагниченной плазмы является фарадеевское вращение плоскости поляризации. Угол поворота плоскости поляризации электромагнитной волны, длина которой λ, дается формулой

$$\varphi = 0{,}81\lambda^2\overline{N_e}H_\parallel \cdot l, \tag{21.6}$$

где λ выражена в метрах, $H_\parallel$ — составляющая магнитного поля межзвездной среды, параллельная направлению распространения волны, l — расстояние от источника радиоизлучения до наблюдателя, выраженное в парсеках. Сравнивая направление электрического вектора в волне Для двух частот, можно непосредственно из наблюдений найти произведение $R = \overline{N_e H_\parallel l}$, называемое «мерой вращения». С другой стороны, для того же пульсара также из наблюдений определяется «мера дисперсии» $D = \overline{N_e l}$. Отсюда непосредственно определяется среднее значение «продольной» составляющей вектора межзвездного поля

$$\overline{H} = \frac{R}{D}. \tag{21.7}$$

Таким образом, было измерено уже несколько десятков значений $\overline{H}_\parallel$, соответствующих направлениям на различные пульсары. Почти во всех случаях $\overline{H}_\parallel$ оказывается порядка $(2 \div 3) \cdot 10^{-6}$ Э. Из всех существующих в настоящее время методов измерения величины межзвездного магнитного поля (например, эффект Зеемана в линии 21 см, изучение небольшой оптической поляризации света звезд, вызванной межзвездными пылинками и др.) этот метод является самым надежным и наглядным.

Если направление магнитного поля меняется, то изменится и направление вращения плоскости поляризации. Так как межзвездное магнитное поле не вполне хаотично, а частично упорядочено (например, его силовые линии имеют тенденцию вытягиваться вдоль спиральных рукавов Галактики), то можно ожидать, что для больших участков неба направление фарадеевского вращения будет одинаково. Результаты наблюдений, подтверждающие эту картину, приведены на рис. 21.8. Черные кружки означают, что среднее значение межзвездного магнитного поля в направлении на соответствующий пульсар направлено *к наблюдателю*, белые — *от наблюдателя*. Величина кружков пропорциональна напряженности межзвездного магнитного поля. Вместе с тем рис. 21.8 дает представление о возможностях современной пульсарной радиоастрономии. Таким образом, открытие пульсаров, безотносительно к их природе, дало астрономам мощный метод исследования различных свойств межзвездной среды.

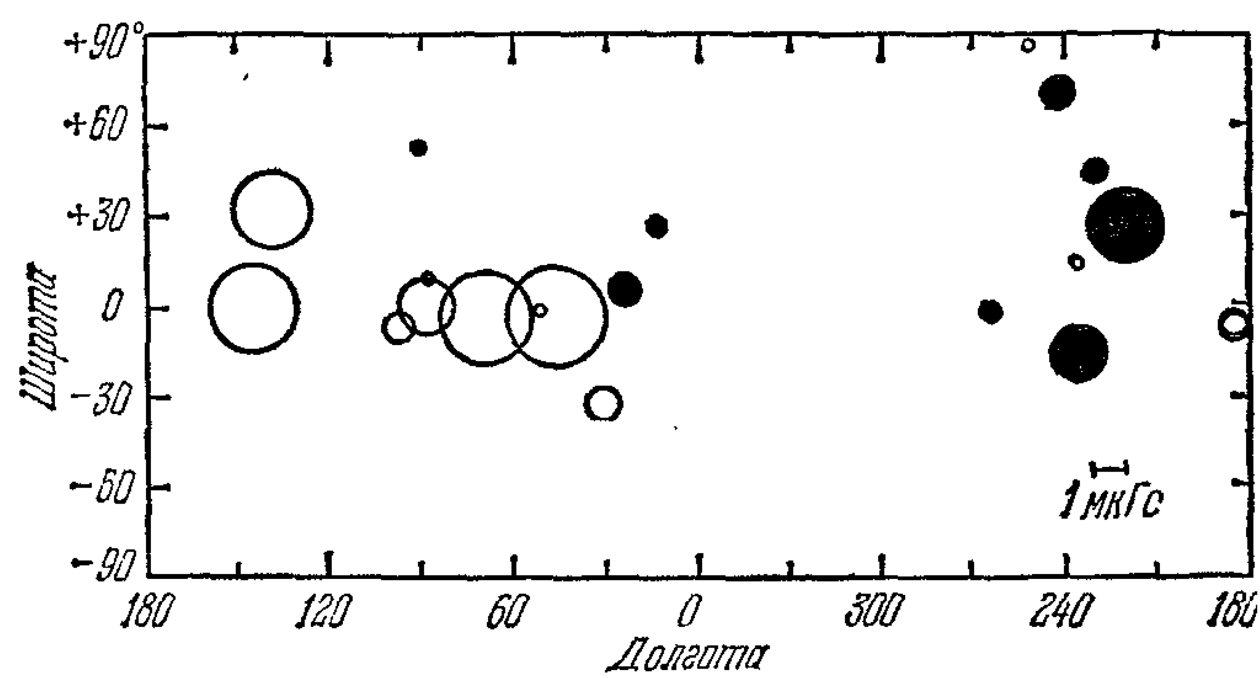


Рис. 21.8. Распределение магнитного поля межзвездной среды по небу, полученное из анализа фарадеевского вращения радиоизлучения пульсаров (координаты галактические).

§ 22. О теории пульсаров

После того как в предыдущих параграфах было рассказано об основных наблюдательных фактах, касающихся пульсаров, уместно перейти к обсуждению существующих теорий. В какой-то степени мы уже осветили раньше теоретический аспект проблемы пульсаров, когда обсуждалось их отождествление с быстро вращающимися нейтронными звездами. Несомненно, что это отождествление является выдающимся достижением современной астрономии. Но, конечно, мало доказать, что пульсары — это быстро вращающиеся нейтронные звезды. Необходимо понять причину их фантастически мощного электромагнитного излучения. Этот вопрос имеет принципиальное значение. Хотя феномен нейтронной звезды теоретически известен астрономам вот уже 40 лет, полной неожиданностью оказалась невероятно высокая *активность* этих объектов.

В § 19 уже говорилось, что спустя свыше 30 лет после теоретического обоснования необходимости существования нейтронных звезд и незадолго до открытия пульсаров Пиддингтон, Кардашев и вслед за ними Пачини пришли к выводу, что нейтронные звезды должны быстро вращаться и быть сильно намагниченными. Но каким же образом все-таки излучает радиоволны такой объект? Этот вопрос оказался далеко не простым. Надо прямо сказать, что на сегодняшний день не существует общепризнанной количественной теории радиоизлучения пульсаров. Сказанное не означает, что теоретики за 15 лет открытия пульсаров ничего не сделали в этой области. Несомненно, продвижение есть, и многое в какой-то степени прояснилось. Но задача эта на самом деле оказалась исключительно трудной. Слишком «экстремальны» физические условия в пульсарах. Их, например, невозможно в настоящее время моделировать в лабораторных условиях. Чудовищно высокая напряженность магнитного поля, о чем уже речь шла выше, радикально меняет картину распространения радиоволн в плазме. Наконец, большой теоретической проблемой является понимание структуры физических условий недр нейтронной звезды. Грубая модель обсуждалась выше. Но очень важно и вместе с тем необычайно трудно понять причину «звездотрясений», да и вращение сверхтекучего тела вокруг своей оси ставит немало проблем. Ведь из-за отсутствия вязкости и «сцепления» между частицами такое вещество, казалось бы, не должно вращаться как твердое тело...

Итак, нерешенных проблем в физике нейтронных звезд более чем достаточно. Поэтому, освещая современное состояние теории пульсаров, мы будем останавливаться только на самых простых и хорошо апробированных положениях. Заметим, однако, что даже и здесь отсутствует единство взглядов ученых и однозначность в истолковании результатов наблюдений.

Прежде всего следует сказать хотя бы несколько слов об ожидаемых теоретических свойствах нейтронных звезд. Сама возможность существования нейтронных звезд как стабильных конфигураций, находящихся в состоянии равновесия под действием сил гравитации и давления, была высказана еще в 1934 г. американскими астрономами Цвикки и Бааде, которые предположили, что нейтронные звезды образуются при вспышках сверхновых звезд. Долгие годы после этого было совершенно не ясно, образуются ли действительно нейтронные звезды или они представляют собой только изящную математическую конструкцию. Между тем теоретики продолжали исследовать сверхплотное состояние звездного вещества. Уже давно стало ясно, что гипотетические нейтронные звезды не могут

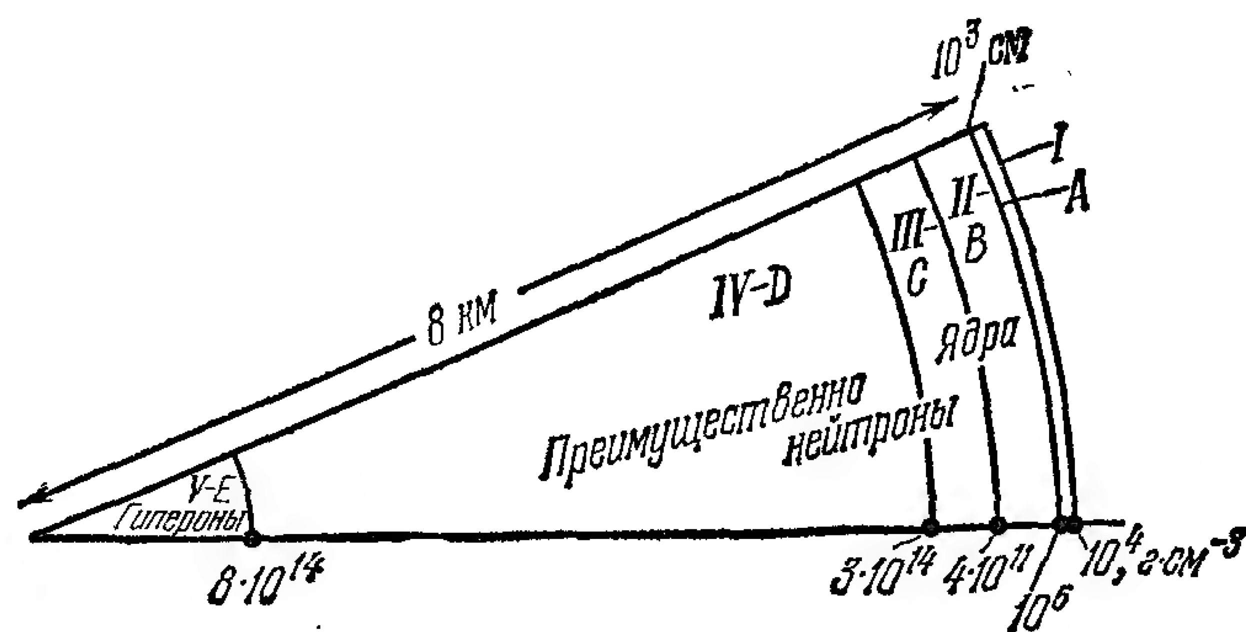


Рис. 22.1. Схема внутреннего строения нейтронной звезды.

представлять собой *однородной* конфигурации, другими словами, физическое состояние нейтронной звезды должно меняться от ее периферии к центру. Нельзя также считать, что вещество такой звезды состоит только из очень плотно упакованных нейтронов. Во всей ее толще в качестве «примеси» к нейтронам должны быть протоны и электроны. Вблизи поверхности должны доминировать тяжелые ядра, а в самых центральных областях — сверхтяжелые элементарные частицы — гипероны, которые в условиях лабораторных экспериментов крайне нестабильны. Выяснилось, что эти ядра в наружных слоях нейтронной звезды должны образовывать кристаллическую решетку, т. е. периферия нейтронной звезды представляет собой твердое тело. Между тем внутренние ее слои должны представлять собой сверхтекучую жидкость.

Следует подчеркнуть, что при построении модели нейтронной звезды теоретики столкнулись с большими трудностями, связанными главным образом с недостаточностью наших знаний о природе ядерных сил, действующих между частицами, образующими нейтронную звезду. Тем не менее «полукачественную» модель нейтронной звезды все же удалось построить. На рис. 22.1 схематически показана стратификация вещества в нейтронной звезде, как она представляется в настоящее время. Вблизи поверхности вещество состоит главным образом из очень плотно «упакованных» ядер железа. Кроме того, там имеется сравнительно небольшое количество ядер гелия и других легких элементов, а также очень плотный вырожденный электронный газ, подобный тому, какой имеется в недрах белых карликов (см. § 10). Присутствие электронов необходимо для компенсации положительного объемного заряда ядер. По мере продвижения в глубь нейтронной звезды ее плотность растет и электроны как бы «вдавливаются» в ядра. При этом образуются богатые нейтронами ядра, более тяжелые, чем ядра железа. При плотности вещества около $3 \cdot 10^{11}$ г/см^3 эти тяжелые ядра перестают быть устойчивыми. Они начинают выбрасывать нейтроны и постепенно по мере продвижения в глубь вещество становится смесью очень плотно упакованных нейтронов, в то время как тяжелые ядра уже играют роль сравнительно небольшой «примеси». Наконец, при плотности около $5 \cdot 10^{13}$ г/см^3 тяжелые ядра совсем исчезают. При больших плотностях, уже приближающихся к ядерной плотности, вещество состоит преимущественно из очень плотно упакованных нейтронов со сравнительно небольшой примесью протонов и электронов. При плотности $\sim 3 \cdot 10^{14}$ г/см^3 концентрация заряженных элементарных частиц — протонов и электронов — составляет еще несколько процентов от концентрации нейтронов. Наконец, в самых центральных областях нейтронной звезды появляются и начинают играть существенную роль гипероны (прежде всего сигма-минус-гипероны, обозначаемые символом Σ^-), а также мю-мезоны, которые вместе с нейтронами, электронами и протонами являются там доминирующими частицами. Не исключено, что в самых центральных областях нейтронной звезды вещество состоит из очень плотно упакованных кварков. Следует, однако, подчеркнуть, что физические условия в самых центральных областях нейтронной звезды известны сейчас особенно плохо.

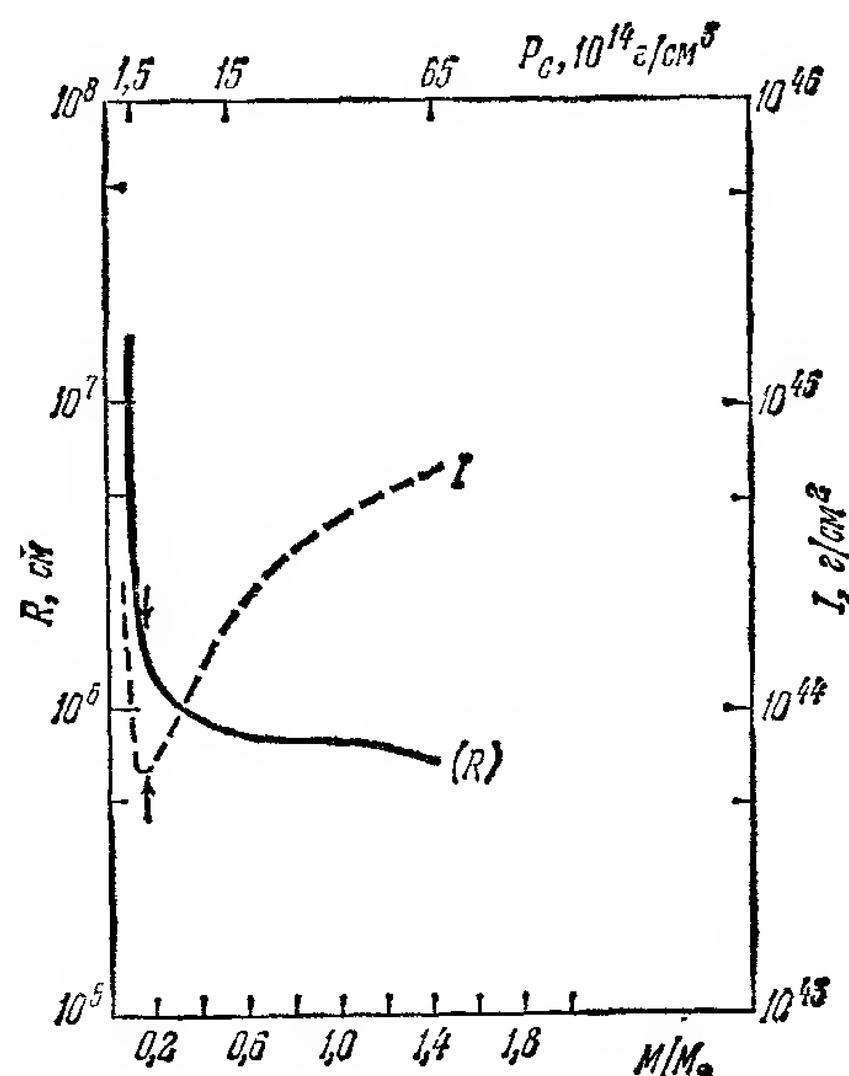


Рис. 22.2. Теоретическая зависимость радиуса и момента инерции нейтронных звезд от их массы.

Слишком еще несовершенны наши знания о характере взаимодействия этих частиц в столь необычных условиях.

Недостаточность знаний физических условий в самых центральных областях нейтронных звезд делает пока далекими от совершенства их модели, т. е. построение теоретической зависимости радиусов нейтронных звезд от их массы. Тем не менее кое-какие результаты теоретиками уже получены. Например, оказалось, что чем меньше масса нейтронной звезды, тем больше ее радиус.

В этой связи следует подчеркнуть, что теория еще не может указать на область допустимых значений масс нейтронных звезд, хотя большая часть специалистов полагает, что массы их должны быть сравнительно невелики, в пределах $0{,}15 \div 1{,}5 M_{\odot}$. Этот важный вопрос пока еще далек от ясности.

На рис. 22.2 приведена од на из существующих моделей нейтронных звезд, дающая зависимость их радиуса от массы. Для масс больших, чем $1 M_{\odot}$, разные модели дают разные зависимости $R(M)$, что объясняется незнанием точного уравнения состояния вещества для плотности, превышающей 10^{15} г/см^3 (сравните с зависимостью «масса — радиус» для белых карликов на рис. 10.1).

Большой интерес представляют уже упоминавшиеся в предыдущем параграфе «звездотрясения», т. е. скачки в периоде пульсаров PSR 0831—45 (Паруса X) и NP 0531 (Краб). У первого пульсара наблюдались два таких скачка, разделенных промежутком времени больше двух лет, причем относительное изменение периода достигало 10^{-6}. У NP 0531 такие скачки значительно меньше. Вероятнее всего «звездотрясения» связаны со скачкообразным изменением момента инерции вращающейся нейтронной звезды. Такое изменение может быть достигнуто, если нейтронная звезда уменьшает свой радиус на величину $\sim 0{,}01$ см. Как можно понять такое явление?

Из-за быстрого вращения равновесной конфигурацией нейтронной звезды должна быть фигура, близкая к эллипсоиду вращения. Но вследствие непрерывного замедления вращения должны меняться параметры этого эллипсоида (он должен становиться все менее сплюснутым). Однако жесткость твердой «коры» нейтронной звезды препятствует «плавному» изменению ее фигуры. По этой причине в коре накапливаются упругие натяжения, и после достижения предела прочности происходит скачкообразная деформация коры, носящая характер сдвига. Таким образом, изучение «звездотрясений» позволяет глубже понять свойства нейтронных звезд.

На рис. 22.2 приведена также теоретически рассчитанная характеристика нейтронной звезды — ее момент инерции I, определяющий кинетическую энергию вращения ($E = \frac{I\Omega^2}{2}$, где Ω — угловая скорость). Для допустимых значений массы нейтронных звезд ($0{,}15 < M < 1 \div 2M_{\odot}$) $7 \cdot 10^{43} < I < 7 \cdot 10^{44}$ г/см^2.

Из наблюдаемого увеличения периодов пульсаров со временем можно получить $\dot{P}$, а следовательно, и $\dot{\Omega} = \frac{2\pi}{P^2}\dot{P}$.

Скорость уменьшения кинетической энергии вращения пульсара

$$\dot{E} = I\Omega\dot{\Omega} = \frac{4\pi^2 I}{P^3}\dot{P}. \tag{22.1}$$

Первая задача физики пульсаров — понять, почему вращающиеся нейтронные звезды тормозятся, тем самым непрерывно выделяя энергию. Простейшее объяснение этого явления сводится к тому, что нейтронные звезды сильно намагничены. Тогда вращающаяся нейтронная звезда, *находящаяся в вакууме*, будет излучать магнитно-дипольное излучение, частота которого равна частоте вращения, а мощность определяется формулой

$$L_m = \frac{2}{3}\frac{H_0^2}{c^3}R^6 \sin^2\theta\,\Omega^4, \tag{22.2}$$

где θ — угол между магнитной осью и осью вращения, H_0 — напряженность магнитного поля на поверхности пульсара. Например, пульсар в Крабовидной туманности NP 0531, для которого $\Omega = 200$ с$^{-1}$, $\dot{\Omega} = 2{,}4 \cdot 10^{-9}$, теряет энергию $\dot{E} = 3 \cdot 10^{38}$ эрг/с. Если причина торможения — магнитно-дипольное излучение, то, приравнивая $\dot{E} = L_m$, найдем, что $H_0 \approx 3 \cdot 10^{12}$ Э. Другой причиной торможения этого пульсара может быть излучение им *гравитационных* волн (см. § 24). Для этого надо только предположить, что фигура нейтронной звезды слегка асимметрична, т. е. представляет собой трехосный эллипсоид. В этом случае мощность гравитационного излучения вращающейся нейтронной звезды определяется формулой

$$L_g = 6{,}5\varepsilon_e^2 I^2 c^{-5}\Omega^6, \tag{22.3}$$

где I — момент инерции, а ε_e — эксцентриситет экваториального эллипса нейтронной звезды. Частота гравитационных волн, как оказывается, равна удвоенной частоте вращения.

Как видно из этой формулы, зависимость мощности гравитационного излучения от угловой скорости Ω значительно более сильная, чем в случае магнитно-дипольного излучения. Поэтому заметный эффект может быть только у очень быстро вращающихся пульсаров, например, у NP 0531 (см. об этом в § 24). В том случае, когда центр магнитного диполя не совпадает с центром нейтронной звезды, излучение будет асимметричным. В этом случае звезда приобретет импульс отдачи в направлении от вращения. Не этим ли объясняются высокие скорости пульсаров?

Если бы торможение вращающихся нейтронных звезд было обусловлено их магнитно-дипольным излучением, то, как можно показать, $\dot{\Omega} \propto \Omega^3$. Между тем статистический анализ большого количества пульсаров с известными Ω и $\dot{\Omega}$ дает эмпирическую зависимость $\dot{\Omega} \propto \Omega^{3,4}$. У пульсара NP 0531, для которого Ω и $\dot{\Omega}$ наблюдались особенно тщательно, эмпирическая зависимость имеет вид $\dot{\Omega} \propto \Omega^{2,7}$. Это означает, что рассмотренная выше простая модель торможения намагниченных вращающихся нейтронных звезд недостаточна. И прежде всего предположение, что нейтронная звезда находится в вакууме, заведомо не выполняется. Тем самым задача становится значительно более сложной.

Вращающийся намагниченный проводник создает в окружающем пространстве электрическое поле. Составляющая этого поля, перпендикулярная к поверхности проводника, будет стремиться «вырвать» из него электроны и ионы. В реальных условиях нейтронной звезды напряженность электрического поля достигает огромных значений. К тому

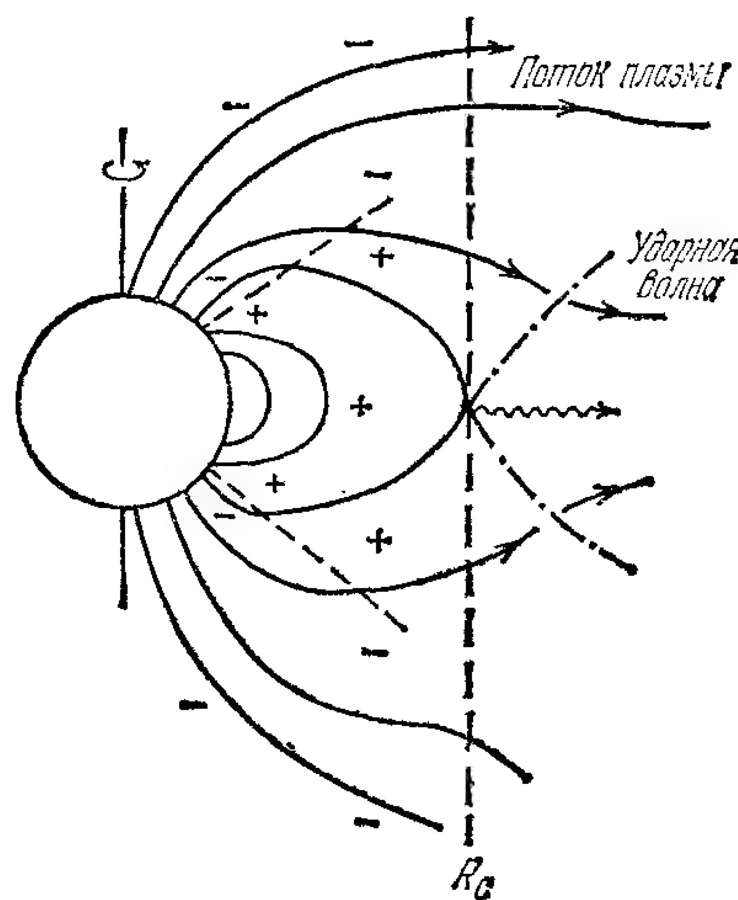


Рис. 22.3. Схема строения магнитосферы пульсара. R_c — радиус светового цилиндра.

же температура поверхности нейтронной звезды достаточно высока. По этим причинам пространство вокруг нейтронной звезды заполнится большим количеством заряженных частиц, которые, двигаясь по силовым линиям магнитного поля, будут вместе с нейтронной звездой с той же угловой скоростью вращаться вокруг ее оси. Такое «твердотельное» вращение должно иметь место вплоть до некоторого критического расстояния от оси вращения, т. е. внутри цилиндра. Радиус этого цилиндра $R_1 = c/\Omega$ определяется условием, что на его поверхности скорость твердотельного вращения равна скорости света[1]. Однако если плотность плазмы вокруг нейтронной звезды достаточно велика, область ее твердотельного вращения будет меньше и определится условием равенства плотностей магнитной энергии и кинетической энергии плазмы.

Итак, вращающаяся намагниченная нейтронная звезда окружает себя довольно плотной магнитосферой, в электродинамическом смысле являющейся ее продолжением. Как показывают расчеты, электрические заряды в магнитосфере нейтронной звезды должны быть разделены, т. е. там должны быть значительные объемные заряды. Плотность зарядов определяется формулой

$$n_- - n_+ = \frac{2\Omega H}{4\pi e c}. \tag{22.4}$$

Например, на поверхности пульсара NP 0531, где $H \sim 3 \cdot 10^{12}$ Э, а $\Omega = 200$ с$^{-1}$, $n_- - n_+ \approx 10^{13}$ см$^{-3}$, т. е. довольно значительная. Конечно, полная плотность плазмы около поверхности этого пульсара должна быть гораздо больше.

Заряженные частицы, предварительно ускорившись электрическим полем до релятивистских энергий, будут «вытекать» из магнитосферы на бесконечность по «открытым» силовым линиям, причем заряды разных знаков будут вытекать по разным линиям. На рис. 22.3 приведена схема магнитосферы пульсара для простейшего случая, когда магнитная ось совпадает с осью вращения. В случае, когда оси не совпадают, качественно структура магнитосферы остается такой же.

Около светового цилиндра, который пересекают уходящие в бесконечность магнитные силовые линии, последние уже сильно деформированы потоками вытекающей из магнитосферы пульсара релятивистской плазмы. Поток энергии частиц и магнитного поля, вытекающей через световой цилиндр, можно приближенно оценить формулой

$$\begin{gathered} \frac{dE}{dt} \approx \left(\gamma\rho c^2 + \frac{H^2}{8\pi}\right) c R_1^2 \sim H^2 c R_1^2, \\ \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}, \end{gathered} \tag{22.5}$$

[1]По этой причине указанный цилиндр называется «световым цилиндром».

где $\varepsilon_p = \gamma\rho c^2$ — плотность энергии релятивистских частиц. Если магнитное поле дипольно, то $H = H_0 R^3/R_1^3$; следовательно,

$$\frac{dE}{dt} \sim \frac{H_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3}, \tag{22.6}$$

т. е. получается формула, сходная с формулой для мощности магнитно-дипольного излучения в вакууме (22.2). Но, конечно, физическое содержание ее другое: основная часть энергии покидает магнитосферу пульсара в форме потока релятивистских частиц.

Теория позволяет найти только поток энергии этих частиц. Без дополнительных предположений нельзя оценить *количество* вытекающих из магнитосферы пульсара частиц и среднюю энергию каждой частицы, не говоря уже об энергетическом спектре этих частиц. Рассмотрим конкретно ситуацию в случае пульсара NP 0531. Формула (22.4) в сочетании с законом изменения $(n_- - n_+)$ как R^{-3} позволяет определить *нижнюю* границу потока заряженных частиц через поверхность светового цилиндра этого пульсара:

$$N \geqslant R_1^2 c |n_- - n_+|_{R=R_1} \sim \frac{\Omega^2 H_0 R^3}{ec} \sim 10^{34}\ \text{с}^{-1}. \tag{22.7}$$

С другой стороны, несомненно, что источником энергии излучения всей Крабовидной туманности, мощность которого $\sim 10^{38}$ эрг/с, является корпускулярное излучение пульсара NP 0531. Далее, примем во внимание, что энергия релятивистских электронов, находящихся в туманности, лежит в пределах 10^{10}—10^{14} эВ. Отсюда следует, что поток заряженных частиц через световой цилиндр будет 10^{36}—10^{40}, а концентрация их там $\sim 10^9$—10^{13} см$^{-3}$, т. е. довольно значительная величина.

Таким образом, логическим следствием электродинамики намагниченных вращающихся нейтронных звезд является неизбежность образования вокруг них мощной протяженной магнитосферы со значительным разделением зарядов. Столь же неизбежен вывод о необходимости «пульсарного ветра», т.е. потоков заряженных частиц, вытекающих из магнитосферы по уходящим в бесконечность силовым линиям. Заметим, что этот вывод отнюдь не является тривиальным. До открытия пульсаров молчаливо предполагалось, что атмосферы нейтронных звезд должны иметь совершенно ничтожную протяженность. Например, даже при температуре такой атмосферы $\sim 10^6$ К высота однородной водородной атмосферы, вычисленная по известной барометрической формуле $h = kT/m_{\text{H}}g = kTR^2/m_{\text{H}}GM$, равна ~ 1 см ($g = GM/R^2$ — ускорение силы тяжести на поверхности нейтронной звезды). Столь малое значение h означало бы, что плотность атмосферы нейтронной звезды падала бы практически до нуля на расстоянии в несколько десятков сантиметров. В то же время огромный гравитационный потенциал нейтронных звезд является причиной образования вокруг них очень глубокой «потенциальной ямы», куда должен стекаться межзвездный газ. При некоторых упрощающих предположениях из формулы, описывающей распределение плотности в окрестностях нейтронной звезды, следует, что при $r = R = 10^6$ см и $T \approx 10^4 n \approx 10^4 n_\infty$, наличие «пульсарного ветра» существенно меняет эту картину. В частности, в такой магнитосфере могут происходить процессы, сопровождаемые неравновесным радиоизлучением огромной мощности.

Перейдем теперь к анализу самых общих характеристик этого радиоизлучения. Речь пойдет о природе «окна» излучения, синтетического профиля импульсов, а также о тех характерных вариациях поляризации излучения, которые были описаны в § 21. Что касается природы «окна», то она в основном объясняется «эффектом маяка» (см. рис. 20.1). Это сравнение очень точно. Пучок излучения от некоторого яркого «пятна», жестко связанного с вращающейся нейтронной звездой, описывает в пространстве гигантский конус. Когда пучок проходит через наблюдателя, последний фиксирует импульс радиоизлучения. Геометрической характеристикой пучка является его *диаграмма направленности.* В

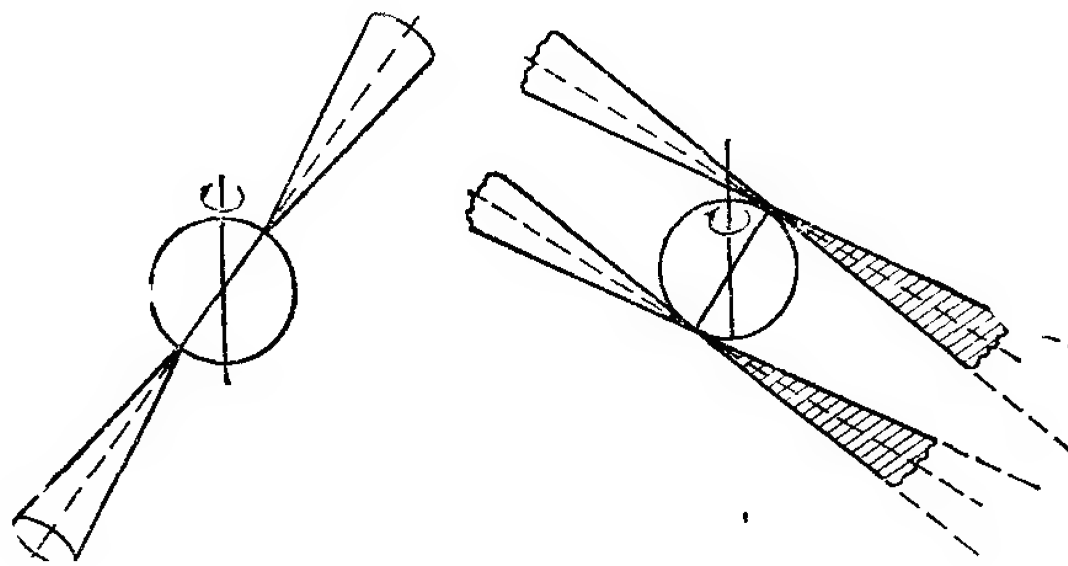


Рис. 22.4. Схема «карандашной» (слева) и «веерной» диаграмм направленности излучения.

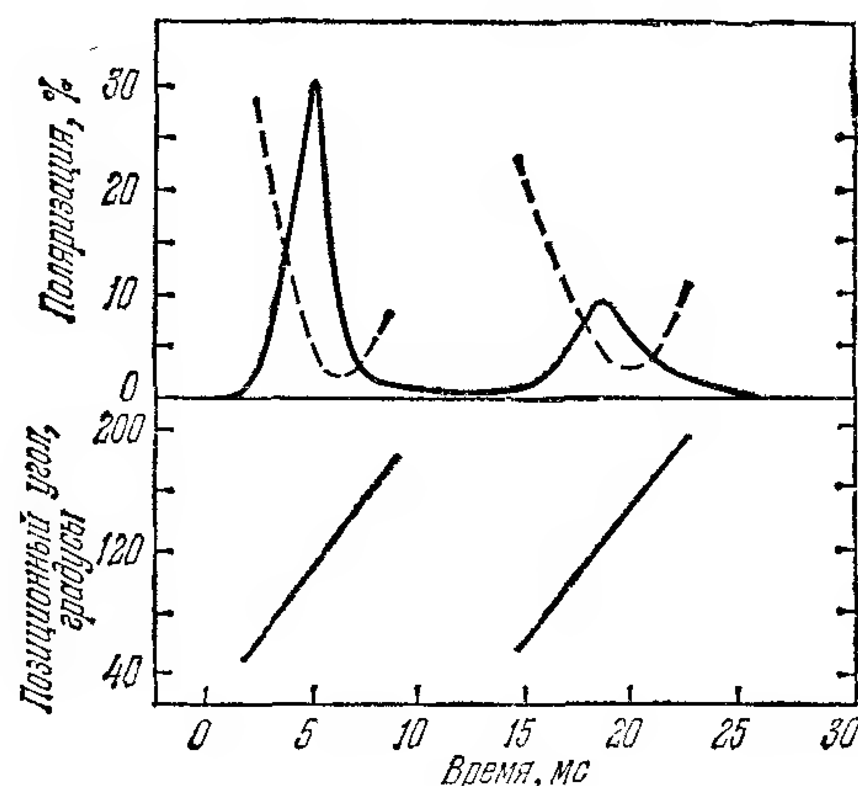


Рис. 22.5. Изменения вектора поляризации оптического излучения пульсара NP0531.

предельных случаях последняя может быть «карандашной» или «веерной» (рис. 22.4). В первом случае угловые размеры пучка по всем направлениям приблизительно одинаковы. Во втором случае угловые размеры пучка по одной координате сравнительно невелики, между тем как по другой координате, перпендикулярной к первой, они могут быть равны 360°. С точки зрения механизмов излучения, могут реализовываться как «карандашные», так и «веерные» диаграммы.

Из наблюдения профиля импульсов следует, что ширина «окна» около 9° (см. § 21). Однако, как правило, эти профили имеют довольно богатую структуру, в частности, они состоят из значительно более узких субимпульсов. Возникает вопрос: чем объясняются эти субимпульсы? В принципе имеются две возможности объяснения этого эффекта: а) излучение исходит из одной очень маленькой области, жестко связанной с вращающейся нейтронной звездой. В этом случае субимпульсы следует объяснить сложным, как бы «изрезанным» характером диаграммы излучения; б) излучение каждого субимпульса исходит из определенного «пятна» на вращающейся нейтронной звезде и имеет простую (т. е. не «изрезанную») диаграмму. Наличие нескольких субимпульсов означает, что излучающие «пятна» разбросаны по довольно значительной области вращающейся нейтронной звезды. Тот факт, что субимпульсы имеют тенденцию сохранять свою «индивидуальность» в течение нескольких периодов вращения и, кроме того, имеют определенную поляризацию, говорит в пользу второй возможности. Таким образом, характерным «элементом» радиоизлучения пульсара является субимпульс, диаграмма излучения которого проста, а состояние поляризации определенно. Наблюдаемый профиль пульсара определяется последовательностью таких субимпульсов, проходящих через пульсарное «окно».

При такой интерпретации относительная длительность импульсов определяется протяженностью области, где находятся излучающие «пятна». Что касается «интеримпульсов», наблюдаемых у некоторых пульсаров, то они объясняются «пятнами», находящимися со-

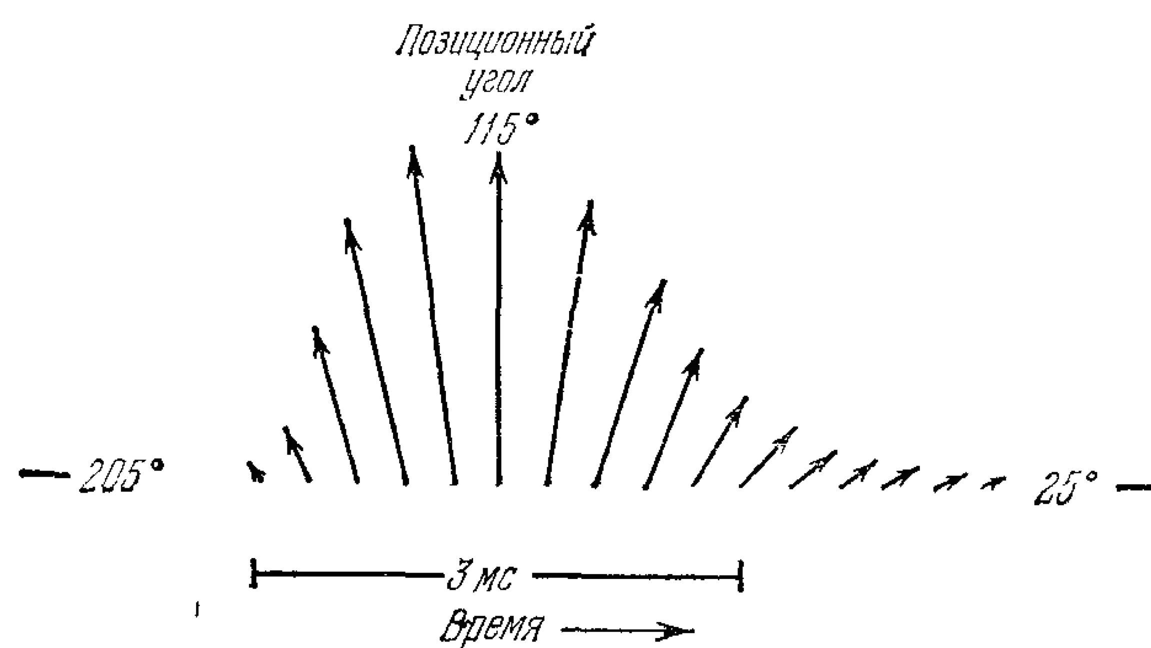


Рис. 22.6. Изменения вектора поляризации радиоизлучения пульсара PSR 0833—45 за время наблюдения одного импульса.

всем в другой (почти диаметрально противоположной) области вращающейся нейтронной звезды. Наблюдаемое у пульсара в Крабовидной туманности (а также у некоторых других пульсаров) сравнительно слабое излучение между импульсами следует объяснить распределением излучающих областей по большому объему в окрестностях нейтронной звезды.

Какая же причина «держит» излучающие пятна в строго определенных областях вокруг вращающейся нейтронной звезды? Очевидно, что такой причиной может быть только очень сильное магнитное поле. Естественно также связать наблюдаемую поляризацию и ее изменения по мере прохождения субимпульсов через пульсарное «окно» с изменением ориентации магнитного поля по отношению к наблюдателю из-за вращения нейтронной звезды.

Очень большие и характерные изменения направления вектора поляризации оптического излучения пульсара в Крабовидной туманности (рис. 22.5) и радиоизлучения пульсара PSR 0833—45 (рис. 22.6) проще всего объяснить «карандашной» диаграммой. В обоих этих случаях через пульсарное «окно» проходит, по существу один субимпульс; следовательно, излучение исходит от сравнительно небольших излучающих пятен. Вероятнее всего, что эти «пятна» связаны с магнитными полюсами соответствующих нейтронных звезд. Расчеты, которые мы здесь приводить не будем, показывают, что вращение вектора магнитной оси полностью объясняет наблюдаемые быстрые вариации направления поляризации. Применительно к пульсару в Крабовидной туманности эта теория дает интересную дополнительную информацию. Из скорости изменения направления линейной поляризации оптического излучения этого пульсара следует, что его магнитная ось почти перпендикулярна к оси вращения, причем наименьший угол, образуемый магнитной осью с лучом зрения, равен всего лишь 2°. Любопытно отметить, что радиоизлучение от пульсара в Крабовидной туманности не показывает таких закономерных изменений направления поляризации, как оптическое излучение.

Как же образуются пучки направленного излучения, которые вращаются в пространстве, будучи «привязаны» к вращающейся нейтронной звезде? Как это ни странно, на этот четкий вопрос однозначного ответа пока нет. Разные группы исследователей придерживаются разных мнений.

Так, например, первый астроном, понявший природу пульсаров, Голд, образование пучка излучения связывает с магнитосферой нейтронной звезды, жестко с нею соединенной и вместе с ней вращающейся. Гипотеза Голда ясна из схемы, изображенной на рис. 20.1. Ионизованный газ (плазма) находится в магнитосфере пульсара и вращается вместе с последней с той же угловой скоростью, что и нейтронная звезда. По мере приближения (изнутри) к поверхности «светового цилиндра» скорость вращения приближается к скорости света. При этом в силу эффекта специальной теории относительности, вращающиеся вокруг оси нейтронной звезды электроны плазмы будут излучать частоты, близкие к ча-

стоте $\Omega(E/mc^2)^2$, где $E = \gamma mc^2 = mc^2 \Big/ \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ — энергия электронов, вращающихся со скоростью v, достаточно близкой к c. Релятивистские заряженные частицы всегда излучают внутри некоторого конуса, ось которого совпадает с вектором их мгновенной скорости, а угловой «раскрыв» $\theta = mc^2/E$. Всегда можно представить, что около поверхности светового цилиндра плазма распределена не равномерно, а концентрируется в отдельных облаках. Последнее обстоятельство и объясняет наличие пучков излучения.

В какой-то мере сходную «кинематическую» картину радиоизлучения пульсаров развивали и другие авторы, особенно В. В. Железняков и Г. Смит. Согласно этой картине в магнитосфере пульсара вблизи светового цилиндра имеется область, заполненная плазмой, являющейся источником неравновесного, почти изотропного радиоизлучения. При твердотельном вращении магнитосферы вместе с находящимся в ней облаком из-за эффекта Доплера будет резко увеличиваться частота излучения, когда последнее направлено к наблюдателю. При этом очень сильно будет меняться интенсивность излучения. Таким образом, с точки зрения внешнего наблюдателя такое излучение будет остронаправленным.

Несомненным достоинством «кинематических» теорий радиоизлучения пульсара является возможность непринужденного объяснения одинаковости диаграммы излучения для разных частот. Особенно это относится к пульсару в Крабовидной туманности, импульсы рентгеновского излучения которого практически одновременны с импульсами радиоизлучения. Однако объяснить поляризацию излучения пульсаров и характерные изменения ее со временем очень трудно в рамках только одного «кинематического» механизма.

Совершенно другую геометрию излучения предложили Радхакришнан и Кук. В развитой ими картине излучение вовсе не обязательно связывать с поверхностью светового цилиндра. Излучающим агентом также являются релятивистские электроны, но они релятивистские «сами по себе», а не потому, что движутся (вращаются) с почти световой скоростью, находясь около поверхности светового цилиндра (как в модели Голда). Релятивистские электроны в картине Радхакришнана — Кука движутся в области магнитных полюсов нейтронной звезды и излучают благодаря некоторой модификации синхротронного механизма. В отличие от обычного синхротронного механизма, где релятивистские электроны движутся по спирали вокруг магнитных силовых линий, причем угол между векторами скорости и поля достаточно велик, здесь электроны движутся практически точно по силовым линиям, а излучают только благодаря *кривизне* последних. В этом смысле рассмотренный выше механизм Голда также, конечно, является синхротронным.

Хотя применение «обобщенного» (так называемого изгибного) синхротронного механизма к радиоизлучению пульсаров представляет несомненный интерес, так как довольно непринужденно объясняет важнейшее его свойство, а именно — направленность, при более детальном рассмотрении обнаруживаются серьезные трудности. Дело в том, что ширина пучков, определяющая длительность субимпульсов, должна хотя и слабо, но все же зависеть от частоты излучения. Ничего подобного, однако, не наблюдается. На всех частотах длительность субимпульсов одинакова. Имеются также серьезные расхождения между наблюдаемыми свойствами поляризации пульсарного радиоизлучения и ожидаемыми согласно той или иной модификации синхротронного механизма.

Резюмируя, следует сказать, что общепринятой теории радиоизлучения пульсаров пока еще нет, хотя отдельные ее элементы, по-видимому, имеются. Вся сложная картина радиоизлучения пульсаров должна определяться совокупным влиянием большого числа факторов: сильного магнитного поля, коллективным взаимодействием заряженных частиц и полей и, конечно, движением плазмы с релятивистской скоростью около внутренней границы светового цилиндра.

До сих пор мы в основном обсуждали вопрос о «геометрии» излучения. Теперь следует остановиться на тех физических процессах, которые могут быть его причиной. Прежде всего рассмотрим вопрос о *мощности* излучения пульсаров. Последнюю можно найти,

измеряя поток излучения во всем радиодиапазоне в течение импульса, зная отношение длительности импульса и период у пульсара и задаваясь видом диаграммы излучения (карандашная, веерная). Полученная таким образом мощность для разных импульсов меняется в очень широких пределах — от 10^{27} до 10^{31} эрг/с или, соответственно, от 10^{14} до 10^{18} МВт. Эту мощность любопытно сравнить с совокупной мощностью всех земных радио- и телепередатчиков, работающих в том же диапазоне частот, которые при условии, что они работают одновременно, излучали бы несколько тысяч мегаватт. Как видим, естественные космические радиопередатчики неизмеримо мощнее искусственных земных.

Особняком стоит пульсар в Крабовидной туманности. Наряду с радиоизлучением, средняя мощность которого $\sim 10^{31}$ эрг/с (на короткое время она иногда увеличивается в сотню раз), этот пульсар излучает также в оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах. Мощность его оптического излучения, которое отличается удивительной стабильностью, достигает $\sim 10^{34}$ эрг/с, что в 2,5 раза превосходит мощность излучения Солнца. Но основная мощность излучается этим пульсаром в рентгеновском и гамма-диапазонах. Излучаемая мощность в «жестких» квантах этого диапазона достигает значения $\sim 3 \cdot 10^{37}$ эрг/с, что в десять тысяч раз превосходит мощность излучения Солнца на оптических частотах и близка к мощности излучения звезд-гигантов на частотах оптического, инфракрасного и ультрафиолетового диапазонов.

Представляет интерес оценить для пульсаров мощность излучения единицы объема в излучающей области. Учитывая геометрию пульсаров, можно сделать вывод, что протяженность излучающей области «в глубину» не может превосходить радиуса светового цилиндра. С другой стороны, из длительности импульсов следует, что проекция этой области на поверхность нейтронной звезды должна иметь линейные размеры порядка нескольких десятых ее радиуса. Отсюда, в частности, следует, что у пульсара в Крабовидной туманности объем излучающей области не превосходит 10^{23} см^3. Поэтому излучаемая единицей объема мощность в рентгеновском и гамма-диапазонах у этого пульсара превосходит $\sim 10^{14}$ эрг/см$^3 \cdot$ с. Это фантастически большая величина, в миллиарды раз превосходящая мощность генерации термоядерной энергии в единице объема звездных недр.

Важной характеристикой интенсивности излучения является яркостная температура (см. § 4). Если для оптического излучения пульсара в Крабовидной туманности яркостная температура близка к десяти миллиардам кельвинов, а в рентгеновском диапазоне она равна «всего лишь» сотне тысяч кельвинов, то в радиодиапазоне она достигает огромной величины $\sim 10^{28}$ кельвинов!

Непомерно мощное радиоизлучение пульсара в Крабовидной туманности (а также всех других пульсаров) совершенно исключает возможность его объяснения суммой независимо излучающих заряженных частиц, как это имеет место в случае синхротронного или теплового излучения. С аналогичной ситуацией астрономы встретились еще в сороковых годах, когда радиоастрономические наблюдения обнаружили гигантские всплески солнечного радиоизлучения. Изучение этого интересного явления заставило сделать вывод, что оно возникает при упорядоченных «когерентных» движениях электронов в сравнительно больших объемах плазмы. При таких упорядоченных движениях элементарных зарядов складываются *амплитуды* излучаемых ими элементарных электромагнитных волн. Следовательно, *интенсивность* результирующей электромагнитной волны от всей системы излучающих зарядов (пропорциональная квадрату результирующей амплитуды) будет в *огромное число раз больше* суммы интенсивностей элементарных волн, излучаемых отдельными зарядами. В лабораторных условиях хорошим примером радиоизлучения упорядоченно (когерентно) движущихся электрических зарядов являются обычные передающие антенны. Например, передающая антенна с эффективной поверхностью в десять тысяч квадратных метров может излучать мощность в несколько мегаватт. Если бы вся поверхность, окружающая магнитосферу пульсара в Крабовидной туманности, была покрыта такими передающими антеннами, то мощность излучения была бы всего лишь $\sim 10^9$ МВт, т.

е. в десять миллиардов раз меньше мощности радиоизлучения этого пульсара. Даже если бы весь объем его магнитосферы был плотно заполнен такими передающими антеннами, то мощность излучения была бы в сотню тысяч раз меньше наблюдаемой! Этот пример демонстрирует всю ничтожность творения рук и мозга людей по сравнению с естественными процессами в природе.

Исключительно высокая яркостная температура может быть реализована также и в том случае, когда механизм радиоизлучения представляет собой некоторую разновидность процесса мазерного усиления. В § 4 мы уже познакомились с естественными космическими мазерами, которые так неожиданно оказались связанными с процессом звездообразования. В этом случае мазерное усиление имеет место только для узкого интервала частот, соответствующего радиолиниям молекул OH и H_2O. Однако процесс мазерного усиления при некоторых условиях может происходить и в очень широком спектральном интервале, совершенно не связанном с той или иной радиолинией.

Следует еще раз подчеркнуть необычность условий, в которых имеет место генерация и распространение радиоволн. Например, напряженность электрического поля в пульсарном излучении в области генерации доходит до нескольких миллиардов вольт/метр. Отсюда непосредственно следует вывод, что это «собственное» электрическое поле «само по себе» ускоряет «породившие» его электроны до релятивистских энергий. В этой сложной ситуации такие элементарные понятия как показатель преломления, суперпозиция волн и др. уже теряют обычный смысл.

Резюмируя, следует сказать, что радиоизлучение пульсаров представляет собой некоторый *когерентный процесс*, возникающий в весьма необычных условиях. Для того чтобы такое излучение как-то возникло, необходимо, чтобы в магнитосфере пульсаров было достаточное количество свободных электронов. Необходимость существования свободных электронов в магнитосфере пульсаров следует из основных законов электродинамики (см. выше). Кроме того, имеется довольно мощный поток плазмы, вытекающий с поверхности нейтронной звезды. Это явление мы назвали «пульсарным ветром». Концентрация частиц в таком потоке может быть довольно значительной. Подробнее об этом мы уже говорили применительно к пульсару, находящемуся в Крабовидной туманности. К сожалению, при современном уровне теории неясно, в какой области магнитосферы пульсаров происходит генерация радиоволн. Это может быть слой около магнитных полюсов, непосредственно примыкающий к поверхности нейтронной звезды, или же далекая периферия магнитосферы около внутренней поверхности светового цилиндра. Предстоит еще очень большая работа как наблюдателей, так и теоретиков, чтобы природа радиоизлучения пульсаров, связанная с «активностью» нейтронных звезд, была понята.

Важной особенностью плазмы магнитосферы пульсаров является то, что она состоит не из электронов и положительных ионов (как обычная плазма), а из электронов и позитронов. Само образование такой плазмы можно себе представить следующим образом. Вблизи твердой поверхности сильно намагниченной быстровращающейся нейтронной звезды возникает электрическое поле с составляющей вдоль магнитного поля, отличной от нуля. Это поле вырывает из поверхностных слоев нейтронной звезды первичные заряженные частицы и ускоряет их до огромных значений энергии $\sim 10^7$—$10^8 mc^2$. Двигаясь вдоль искривленных магнитных силовых линий, эти частицы генерируют кванты гамма-излучения. В сильном магнитном поле нейтронной звезды каждый такой квант распадается на электрон и позитрон, которые, в свою очередь, порождают гамма-кванты «изгибного» излучения. Таким образом, в магнитосфере пульсара непрерывно образуются электронно-позитронные лавины, «питающие» находящуюся там плазму. Потоки этой специфической плазмы все время движутся с релятивистскими скоростями от поверхности нейтронной звезды наружу. Когерентно излучающие сгустки такой плазмы и являются «материальным носителем» радиоизлучения пульсаров.

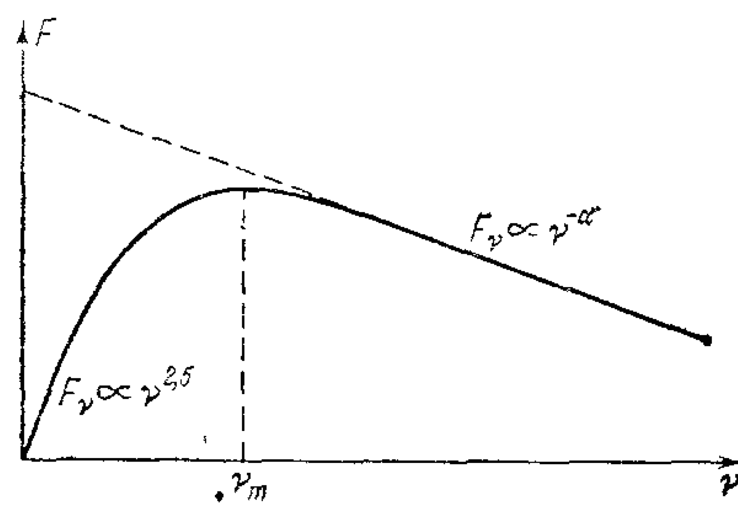


Рис. 22.7. Спектр источника с синхротронной реабсорбцией.

Несомненно, что природа высокочастотного излучения пульсара NP 0531, находящегося в Крабовидной туманности, радикально отличается от природы его радиоизлучения. Это ясно видно хотя бы из общего спектра электромагнитного излучения этого пульсара, приведенного на рис. 20.6. Радио- и высокочастотный спектры никак не «сшиваются», т. е. высокочастотное излучение (в котором, кстати сказать, заключена подавляюще бо́льшая часть энергии) никоим образом не является «продолжением» радиоизлучения этого пульсара. Кроме того, между ними имеется еще одно фундаментальное различие: высокочастотное излучение весьма *постоянно*, т. е. профиль импульсов не меняется со временем, радиоизлучение же переменно и по-другому поляризовано. Все факты говорят о том, что в то время как радиоизлучение NP 0531, так же, как и радиоизлучение других пульсаров, обусловлено неким, пока неизвестным «когерентным» механизмом, высокочастотное излучение есть сумма излучений отдельных релятивистских электронов, движущихся в магнитосфере пульсара, т. е. является *синхротронным*. Эго значительно упрощает задачу теоретического истолкования наблюдаемых свойств оптического и рентгеновского излучения NP 0531.

В основу теории высокочастотного излучения пульсара в Крабовидной туманности, по нашему мнению, следует положить знаменательный факт «завала» его спектра в ближней инфракрасной области. Какова причина этого явления? Автор настоящей книги еще в 1970 г. привел аргументы в пользу того, что этот «завал» следует объяснить явлением «синхротронной реабсорбции», в то время как само высокочастотное излучение пульсара NP 0531 объясняется обычным «синхротронным» механизмом, являющимся причиной основной части излучения Крабовидной туманности во всем диапазоне электромагнитных волн (см. § 17). Само явление синхротронной реабсорбции состоит в том, что при очень большой плотности релятивистских частиц космический объект перестает быть прозрачным для «собственного» синхротронного излучения. Эта непрозрачность начинается на некоторой частоте и прогрессивно растет в сторону низких частот. По этой причине интенсивность на низких частотах как бы «срезается» и синхротронный спектр источника приобретает вид, изображенный на рис. 22.7. На этом же рисунке для сравнения прерывистой линией изображен спектр того же источника при условии его прозрачности, т. е. при отсутствии синхротронной реабсорбции. Мы видим, что характер высокочастотного спектра пульсара в Крабовидной туманности (см. рис. 20.6) такой же, как у источника, где существенна синхротронная реабсорбция.

Значение частоты ν_m, начиная с которой эффект синхротронной реабсорбции становится существенным, тем выше, чем «компактнее» источник, т. е. прежде всего чем больше плотность находящихся там релятивистских электронов.

Угловые размеры источника синхротронного излучения, в спектре которого наблюдается синхротронная реабсорбция, определяются формулой

$$\theta = 9 \cdot 10^{21} \Phi(\alpha) \nu_m^{-5/4} F(\nu_m)^{1/2} H_\perp^{1/4} \tag{22.8}$$

где $\Phi(\alpha)$ — безразмерный множитель порядка единицы, θ выражается в секундах дуги. Эта очень важная для радиоастрономии формула впервые была получена в 1963 г. совет-

ским радиоастрономом В. И. Слышем. Тогда она была особенно полезной для изучения природы только что открытых квазаров, радиоспектры которых часто показывают явление синхротронной реабсорбции на частотах, лежащих в диапазоне сотен и тысяч мегагерц (что соответствует дециметровым и сантиметровым волнам). Тот факт, что в случае пульсара в Крабовидной туманности $\nu_m \sim 10^{14}$ с$^{-1}$ (сто миллионов мегагерц), сам по себе весьма поразителен. Он означает, прежде всего, что этот пульсар представляет собой «сверхкомпактный» источник.

Анализ показывает, что в области синхротронного оптического и рентгеновского излучения пульсара в Крабовидной туманности $H_\perp \approx 3 \cdot 10^3$ Э, в то время как полное значение вектора напряженности магнитного поля там $\sim 10^6$ Э. Это означает, что излучающая область находится где-то вблизи светового цилиндра, радиус которого для пульсара NP 0531 равен $\sim$ 1,5 тысяч километров, что в 100—200 раз больше радиуса нейтронной звезды. По этой причине напряженность магнитного поля в области светового цилиндра в несколько миллионов раз меньше, чем на поверхности нейтронной звезды.

На основе теории синхротронного излучения можно вычислить концентрацию релятивистских электронов в магнитосфере пульсара NP 0531 и их поток в Крабовидную туманность. Оказывается, что этот поток как раз достаточен для непрерывного «питания» этой туманности энергией, необходимой для компенсации ее мощного излучения. Таким образом, синхротронная теория естественно объясняет оптическое и рентгеновское излучение едва ли не самого любопытного космического объекта. Что касается происхождения сверхжесткого гамма-излучения (см. сноску на стр. 240), то скорее всего оно обусловлено столкновениями между заряженными частицами, ускоренными до ультравысоких энергий электрическими полями в магнитосфере пульсара NP 0531.

§ 23. Рентгеновские звезды

Как уже указывалось во введении к этой книге, бурное развитие внеатмосферной астрономии, так же как и радиоастрономии, привело в послевоенные годы к революции в нашей науке. Пожалуй, наиболее впечатляющими достижениями внеатмосферной астрономии были выдающиеся успехи *рентгеновской астрономии*. Первые наблюдения рентгеновского излучения Солнца были выполнены сразу же после войны, в 1946 г., с помощью счетчиков фотонов, установленных на маленьких ракетах. Потребовалось, однако, целых 16 лет для того, чтобы прогресс техники таких наблюдений позволил обнаружить первый рентгеновский источник, находящийся далеко за пределами Солнечной системы. Низкая разрешающая способность, характерная для рентгеновской астрономии (в то время порядка десятка градусов), не позволила сразу же более или менее точно определить положение нового рентгеновского источника на небе. Возникло даже предположение, что этот довольно яркий источник находится в центре Галактики. Вскоре, однако, выяснилось, что этот источник ничего общего с галактическим центром не имеет, находится в созвездии Скорпиона и удален от галактической плоскости почти на 20°. Последнее обстоятельство указывало на сравнительную его близость к Солнцу. Ведь толщина «галактического диска» — области, где находится подавляющее большинство звезд,— не превосходит ~ 500 пс, в то время как радиус этого диска доходит до 15 000 пс. Так как галактическая широта рентгеновского источника в Скорпионе около 20°, то вероятное расстояние до него не должно быть больше, чем $250/\sin 20° \approx 750$ пс. Такой простой способ грубой оценки расстояний до неизвестных галактических источников весьма распространен в астрономии. Вернемся теперь к космическим рентгеновским источникам.

Вновь открытый рентгеновский источник получил название «Скорпион X-1», где буква «X» символизирует рентгеновское излучение («икс-лучи»). Аналогичная «номенклатура» для вновь открываемых источников была принята в первые бурные годы развития радиоастрономии. Самые яркие радиоисточники получили названия по созвездиям, где они были обнаружены: Лебедь А, Кассиопея А, Телец А, Дева А и т. д. До сих пор эти названия сохранились, хотя сейчас уже каждый астроном знает, что Телец А — это Крабовидная туманность, а Дева А — это гигантская сфероидальная галактика NGC 4486. Вскоре после открытия источника Скорпион X-1 было обнаружено рентгеновское излучение от Крабовидной туманности — об этом уже шла речь в § 17, а также два новых источника в созвездии Лебедя, сразу же получившие названия Лебедь X-1 и Лебедь X-2.

В последовавшие после открытия источника Скорпион X-1 8 лет развитие рентгеновской астрономии все еще было недостаточно быстрым. Наблюдения проводились на ракетах, причем запуски их были немногочисленны и более или менее случайны (исключение составило наблюдение покрытия рентгеновского источника в Крабовидной туманности Луной, о чем речь шла в § 17). Все же в этот период была получена весьма ценная информация о природе рентгеновских источников. Прежде всего обращает на себя внимание огромная величина потока рентгеновского излучения от источника Скорпион X-1. В интервале энергии рентгеновских квантов 1—10 кэВ (длины волн порядка нескольких ангстрем) этот поток $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см^2. Примерно такой же поток (болометрический!) дает звезда седьмой видимой величины. Только в 1966 г. улучшившаяся техника рентгеноастрономических наблюдений дала возможность локализовать на небе источник в Скорпионе

с точностью в несколько минут дуги, что сразу же позволило отождествить этот загадочный объект с довольно слабой и до того времени ничем не обращавшей на себя внимание звездой 13-й величины. К этому времени было обнаружено, что поток рентгеновского излучения от источника Скорпион X-1 довольно сильно меняется: ото дня ко дню вариации потока достигают многих десятков процентов. Оптическая звездочка, отождествляемая с этим источником, также довольно беспорядочно меняет свой блеск (примерно от 12-й до 13-й звездной величины), причем эти изменения практически не связаны с изменениями рентгеновского потока (см., однако, ниже).

Спектр источника Скорпион X-1 многократно измерялся и в области 1—20 кэВ хорошо представляется экспоненциальным законом

$$F_E \propto e^{-E/kT}, \tag{23.1}$$

где E — энергия рентгеновских квантов, T — параметр, имеющий смысл температуры. Величина T порядка нескольких десятков миллионов кельвинов. Такой спектр бывает у очень горячей плазмы с температурой T, причем эта плазма должна быть прозрачна к собственному рентгеновскому излучению. Наряду с изменениями потока рентгеновского излучения наблюдаются одновременные изменения спектра, который, однако, сохраняет свой экспоненциальный характер. При таких изменениях характеризующая спектр температура меняется от 25 до 100 миллионов кельвинов! Следует, однако, заметить, что в области высоких энергий ($E \geqslant 50$ кэВ) в спектре источника Скорпион X-1 имеется довольно значительное избыточное излучение, заведомо не являющееся «продолжением» излучения горячей плазмы в этом спектральном диапазоне.

Оптический спектр звездочки, с которой отождествляется Скорпион X-1, изображен на рис. 23.1. В ближней инфракрасной области спектральная плотность потока излучения растет с ростом частоты, а в видимой и ультрафиолетовой областях спектральная кривая идет почти горизонтально. Важную точку на спектральной кривой дали наблюдения в ультрафиолетовой области около 1500 Å, выполненные методами внеатмосферной астрономии. Эта точка ложится на продолжение горизонтальной части кривой рис. 23.1. На этот яркий непрерывный спектр накладываются довольно слабые линии излучения бальмеровской серии водорода, гелия и ионизованных атомов углерода и кислорода. Интенсивности этих линий, равно как и их лучевые скорости, очень сильно меняются. Например, лучевые скорости за несколько часов колеблются в пределах многих сотен километров в секунду, меняя при этом свой знак. Это означает, что облака ионизованного газа, излучающего эти линии, иногда движутся с такой большой скоростью на наблюдателя, иногда — от него. Интересно, что лучевые скорости линий, принадлежащих разным элементам, различны и часто меняются в противоположной фазе. Все вместе это означает, что в окрестностях источника Скорпион X-1 происходят бурные процессы, сопровождаемые выбросами довольно больших масс газа.

Основная часть непрерывного оптического спектра источника Скорпион X-1 скорее всего является продолжением его рентгеновского спектра. Это означает, что как рентгеновское, так и оптическое излучение этого источника представляет собой обыкновенное тепловое излучение очень горячего газа, температура которого порядка нескольких десятков миллионов градусов. Но так как коэффициент поглощения такого газа сильно растет с уменьшением частоты излучения, то в близкой инфракрасной и в красной областях спектра он уже перестает быть прозрачным для собственного излучения. На этих частотах горячий газ должен поэтому излучать как абсолютно черное тело. В области частот, удовлетворяющих условию $h\nu < kT$, зависимость интенсивности от частоты должна определяться классической формулой Рэлея — Джинса:

$$F_\nu = \frac{2\pi kT}{c^2}\nu^2\frac{R^2}{r^2}, \tag{23.2}$$

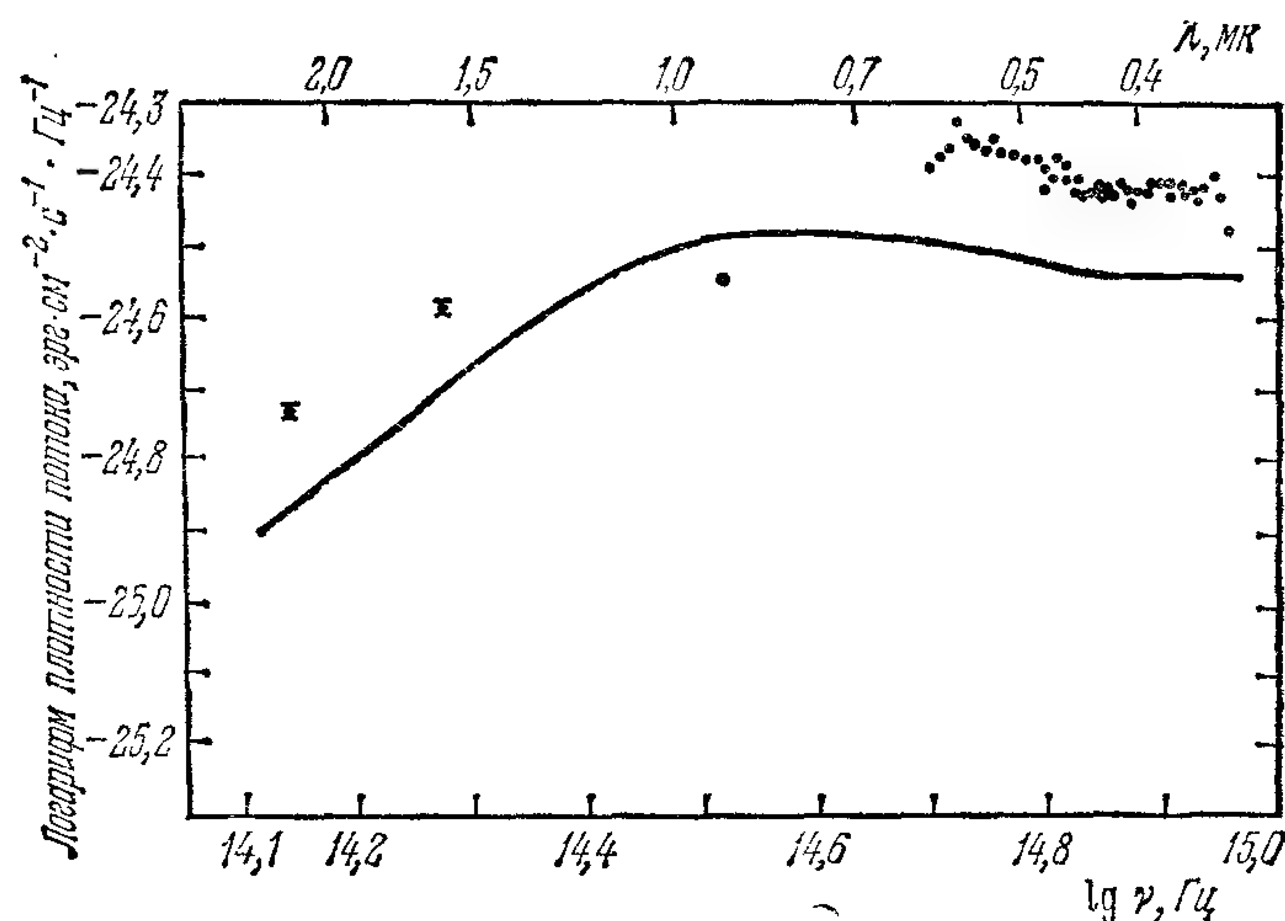


Рис. 23.1. Оптический и инфракрасный спектр источника Скорпион X-1.

где R — радиус излучающей области, r — расстояние до источника. Действительно, из наблюдаемого спектра, приведенного на рис. 23.1, следует, что в инфракрасной и красной областях $F_\nu \propto T\nu^2$, как это и должно быть по закону Рэлея—Джинса. Зная $T[\sim (3 \div 5) \cdot 10^7$ К] и оценивая грубо $r \sim 500$ пс, нетрудно получить оценку радиуса излучающей области $R \approx 10^9$ см, т. е. размеры источника рентгеновского излучения должны быть всего лишь около 10 000 км! Следовательно, это очень компактный объект. Из принятого нами значения r (которое, по причине высокой галактической широты источника, вряд ли может быть ошибочно больше, чем в два раза в ту или другую сторону) следует, что мощность рентгеновского излучения Скорпиона X-1 (его «рентгеновская светимость») должна быть $L_X \sim 10^{37}$ эрг/с, т. е. в 2—3 тысячи раз больше «полной» болометрической светимости Солнца! Если известны размеры источника, кинетическая температура заполняющей его горячей плазмы и теория ее излучения (которая очень хорошо и надежно разработана!), то не представляет труда оценить плотность частиц (электронов и ионов) в этой плазме. Эта плотность (вернее, концентрация) оказывается порядка 10^{16} см$^{-3}$ — величина достаточно большая, близкая к концентрации частиц в верхних слоях солнечной фотосферы. Наконец, если известны размеры источника и его плотность, то легко оценить полную массу газа, излучающего наблюдаемые от этого источника рентгеновские кванты. Эта масса по астрономическим масштабам совершенно ничтожна: всего лишь около 10^{20} г, т. е. в сотню миллионов раз меньше массы земного шара. Запас тепловой энергии в этом плотном облаке плазмы около 10^{36} эрг. Это означает, что «предоставленное самому себе» плазменное облако должно было высветиться за какую-нибудь десятую долю секунды! Так как этот источник наблюдается вот уже свыше 20 лет (а «живет» по крайней мере многие тысячи лет), то должен существовать какой-то непрерывный и притом очень мощный источник «накачки» энергии в горячую плазму. Горячее плазменное облако, которое каким-то образом, перманентно нагреваясь, излучает рентгеновские кванты — это только «второстепенная деталь» совершенно необычного космического тела, непосредственно не наблюдаемого.

Как видим, анализ рентгеновского и оптического излучения источника Скорпион X-1 позволил получить ряд важных выводов о его природе и вскрыть его совершенно неожиданные, дотоле неизвестные в астрономии свойства. Этот источник по своим общим характеристикам оказался не уникальным. Приблизительно такие же свойства были обнаружены и у другого источника, Лебедь X-2, отождествляемого с любопытной звездой 15-й величины.

Естественно, что сразу же после открытия галактических рентгеновских звезд теоретики стали размышлять об их природе и прежде всего об источниках огромной энергии

их рентгеновского излучения. Уж такова натура теоретиков; хотя информация о рентгеновских звездах тогда была совершенно не достаточна (она и сейчас, мягко выражаясь, не избыточна...), недостатка в различных гипотезах и теориях не было. Не надо быть, однако, слишком строгим к теоретикам — они верны человеческой природе. Очень уж хотелось, и это так естественно, понять сущность этих удивительных объектов... В то время «в воздухе чувствовалось», что открытие нейтронных звезд уже не за горами. Напомним, что это было за несколько лет до открытия пульсаров. Первая идея объяснения природы нейтронных звезд была простая и, если можно так выразиться, «лобовая». Спектр наблюдаемого излучения не исключал возможности его тепловой природы, т. е. возможности описания его формулой Планка с температурой порядка десяти миллионов кельвинов. Однако идея о том, что рентгеновские источники — это горячие нейтронные звезды, быстро обнаружила свою несостоятельность (см. § 19).

«Новая эпоха» в рентгеновской астрономии началась в декабре 1970 г., когда американцы с восточноафриканского полигона запустили на экваториальную орбиту специализированный рентгеновский спутник «Ухуру» (см. введение). Если до запуска этого спутника число известных космических рентгеновских источников было около 35, то после двух лет работы «Ухуру» число известных рентгеновских источников возросло почти до 200. При этом были зарегистрированы практически все источники, потоки от которых превышают одну тысячную потока от источника Скорпион X-1 (в интервале энергий рентгеновских квантов от 2 до 20 кэВ). Наблюдаемые источники можно разделить на два класса. Источники первого класса имеют галактическую широту меньше 20°, источники второго класса — больше 20°. Как правило, самые интенсивные источники принадлежат к первому классу. Отсюда можно сделать вывод, что оба класса источников действительно представляют собой совершенно различные по своей природе объекты. В самом деле, если бы все рентгеновские источники представляли собой объекты сходной природы и находились в Галактике, то тогда источники, наблюдаемые в высоких галактических широтах, в среднем были бы к нам гораздо *ближе*. Но в таком случае они должны были бы быть *более яркими*. Такую картину мы наблюдаем в оптической астрономии: самые яркие звезды совершенно не концентрируются к Млечному Пути, между тем как слабые («телескопические») звезды очень сильно к нему концентрируются. «Высокоширотные» рентгеновские источники распределены по небу изотропно. Некоторые из них отождествляются с метагалактическими объектами — отдельными галактиками и скоплениями удаленных галактик. Поэтому можно сделать вывод, что по крайней мере часть «высокоширотных» рентгеновских источников суть весьма удаленные от нас *метагалактические объекты*. Что касается ярких источников, расположенных в низких галактических широтах (т. е. в полосе Млечного Пути), то подавляющее их большинство находится в нашей Галактике. Всего таких источников оказалось около 100. Из этого количества около 10 отождествляются с остатками вспышек сверхновых. Мы уже говорили о них в § 16. Основная же часть наблюдаемых галактических источников рентгеновского излучения должна принадлежать к совершенно особому классу объектов звездной природы, более или менее сходных с источниками Скорпион X-1. В дальнейшем такие источники мы будем называть «рентгеновскими звездами». Следует различать два типа рентгеновских звезд. Первый тип концентрируется к галактической плоскости, что явно указывает на связь с молодыми массивными звездами. Ниже речь будет идти об объектах такого типа.

Рентгеновские звезды, помимо концентрации к галактическому экватору, обнаруживают явно выраженную концентрацию к галактическому центру: свыше половины их расположено в интервале долгот 60° по обе стороны галактического центра. Отсюда можно сделать вывод, что среднее расстояние до этих источников равно расстоянию от Солнца до галактического центра — около 10 000 пс. Этот вывод следует также из анализа спектров рентгеновских источников, находящихся в области созвездия Стрельца (это созвездие находится в направлении на галактический центр). У таких источников спектр

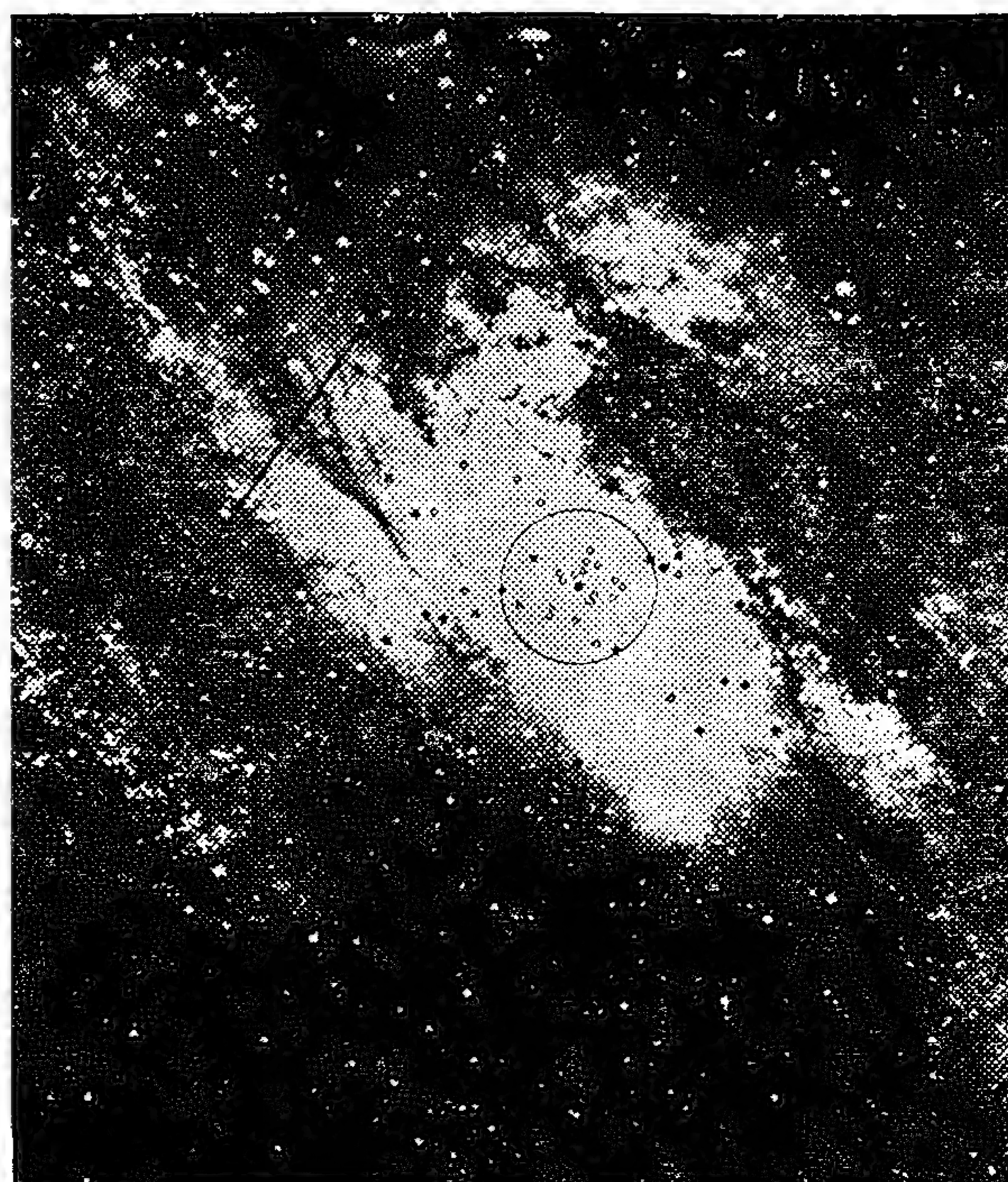
часто обрывается со стороны низких энергий. Такой «обрыв» происходит из-за поглощения рентгеновского излучения межзвездным газом, причем для того, чтобы спектр оборвался у энергии квантов, равной ~ 3 кэВ (как это наблюдается), нужно как раз такое количество межзвездных атомов, какое находится между Солнцем и центром Галактики.

Зная расстояние до таких источников ($\sim 10\,000$ пс) и величину потоков рентгеновского излучения (которые непосредственно наблюдаются), можно сделать вывод, что мощности рентгеновского излучения у таких объектов доходят до 10^{38} эрг/с, т. е. в десятки раз превосходят болометрическую светимость Солнца. Этот важный вывод подтверждается наблюдениями рентгеновских источников в ближайших к нам галактиках — Магеллановых Облаках, расстояние до которых хорошо известно (60 000 пс). С другой стороны, из статистического анализа результатов наблюдений следует, что среди рентгеновских источников почти нет объектов, мощность излучения которых была бы 10^{34}—10^{35} эрг/с. Если бы это было не так, то в Галактике наряду со сравнительно яркими источниками наблюдалось бы значительно большее количество слабых. Таким образом, рентгеновские звезды образуют в Галактике довольно ограниченную по мощности (10^{39}—10^{38} эрг/с) и по численности (~ 100 объектов) популяцию. Это означает, что большая часть всех существующих в Галактике рентгеновских звезд уже наблюдается. Подтверждением вывода о малочисленности рентгеновских звезд являются результаты наблюдения рентгеновского излучения от туманности Андромеды, которая регистрируется как довольно слабый источник. Как известно, эта туманность представляет собой гигантскую спиральную звездную систему, во многих отношениях сходную с нашей Галактикой. Учитывая, что туманность Андромеды удалена от нас на расстояние около 600 000 пс, можно найти по измеренной величине потока суммарную мощность всех находящихся в ней рентгеновских источников, которая оказывается около $2 \cdot 10^{39}$ эрг/с. Так как средняя мощность рентгеновского излучения источников около 10^{37} эрг/с, то мы непосредственно получаем, что в туманности Андромеды имеется примерно сотня таких рентгеновских звезд (см. ниже).

Таким образом, можно сделать вывод, что рентгеновские звезды—чрезвычайно редкий феномен. В нашей Галактике, так же как и в туманности Андромеды, на *миллиард* «обычных» оптических звезд приходится только одна рентгеновская. Пожалуй, трудно назвать какую-либо другую популяцию в разнообразном «населении» Галактики, которая была бы так же редка. Разве только шаровые скопления по своей малочисленности могут сравниться с рентгеновскими звездами. Но шаровые скопления — это огромные агрегаты вещества, состоящие из сотен тысяч очень старых звезд, между тем как рентгеновские звезды — очень компактные объекты, несомненно, связанные с заключительным этапом эволюции звезд.

Выдающиеся по своей значимости результаты по исследованию рентгеновских источников в ближайших к нам галактиках были получены на уже упоминавшейся ранее обсерватории «Эйнштейн». Чувствительность установленных там рентгеновских телескопов превосходила чувствительность детекторов «Ухуру» примерно в 1000 раз! Это дало возможность обнаружить в туманности Андромеды около сотни рентгеновских источников (рис. 23.2). В Большом и Малом Магеллановых Облаках также было обнаружено значительное количество рентгеновских источников. В Большом Магеллановом Облаке, богатом молодыми массивными звездами, найдено всего около 200 источников, а в Малом — свыше 20. Скорее всего, основная часть источников в Большом Магеллановом Облаке связана с молодыми, массивными звездами (см. ниже). Это означает, что в Магеллановых Облаках наблюдаются, в основном, источники I типа (см. стр. 269). Между тем у гигантской галактики M 31 в Андромеде, масса которой раза в 2 больше массы нашей Галактики, скорость образования молодых звезд из газово-пылевой среды невелика, что объясняет сравнительно небольшое количество обнаруженных там источников I типа.

Рентгеновские источники обнаружены и у галактик, более удаленных, чем туманность Андромеды. Например, 10 источников обнаружено в M 83 и 9 — в карликовой галактике



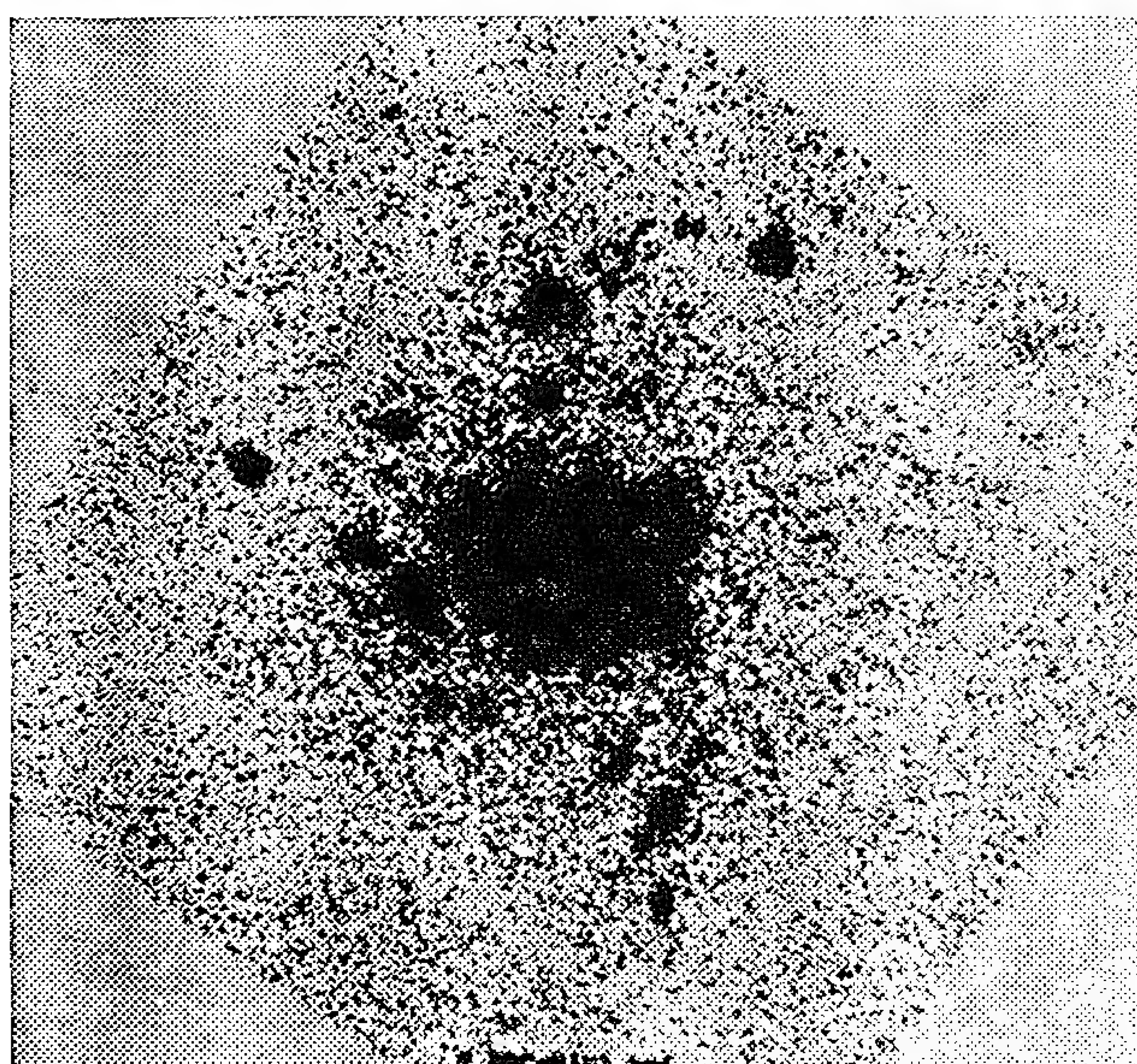


Рис. 23.2. Вверху: рентгеновские источники в туманности Андромеды (М 31). Внизу: рентгеновские источники в центральной части М 31 (фотография получена на обсерватории «Эйнштейн»).

М 33, находящейся в созвездии Треугольника. У более удаленных галактик пока нельзя наблюдать отдельные рентгеновские источники. Наблюдениям доступно только суммарное излучение всех источников, находящихся в данной галактике. На обсерватории «Эйнштейн» такое излучение удалось обнаружить от 35 из 43 исследованных галактик.

Важной особенностью излучения рентгеновских звезд является их *переменность*. Как правило, потоки рентгеновского излучения меняются. Эти вариации потоков носят довольно разнообразный характер. У отдельных источников наблюдаются очень быстрые изменения потоков, носящие неправильный характер. Например, у одного из наиболее ярких источников Лебедь X-1 существенные изменения потока происходят за время меньше 0,001 с! Уже один этот факт говорит о том, что линейные размеры таких источников должны быть меньше 0,001 световой секунды, т. е. < 300 км (1/20 земного радиуса). По-видимому, в действительности они значительно меньше. Хорошо изучены вариации потока

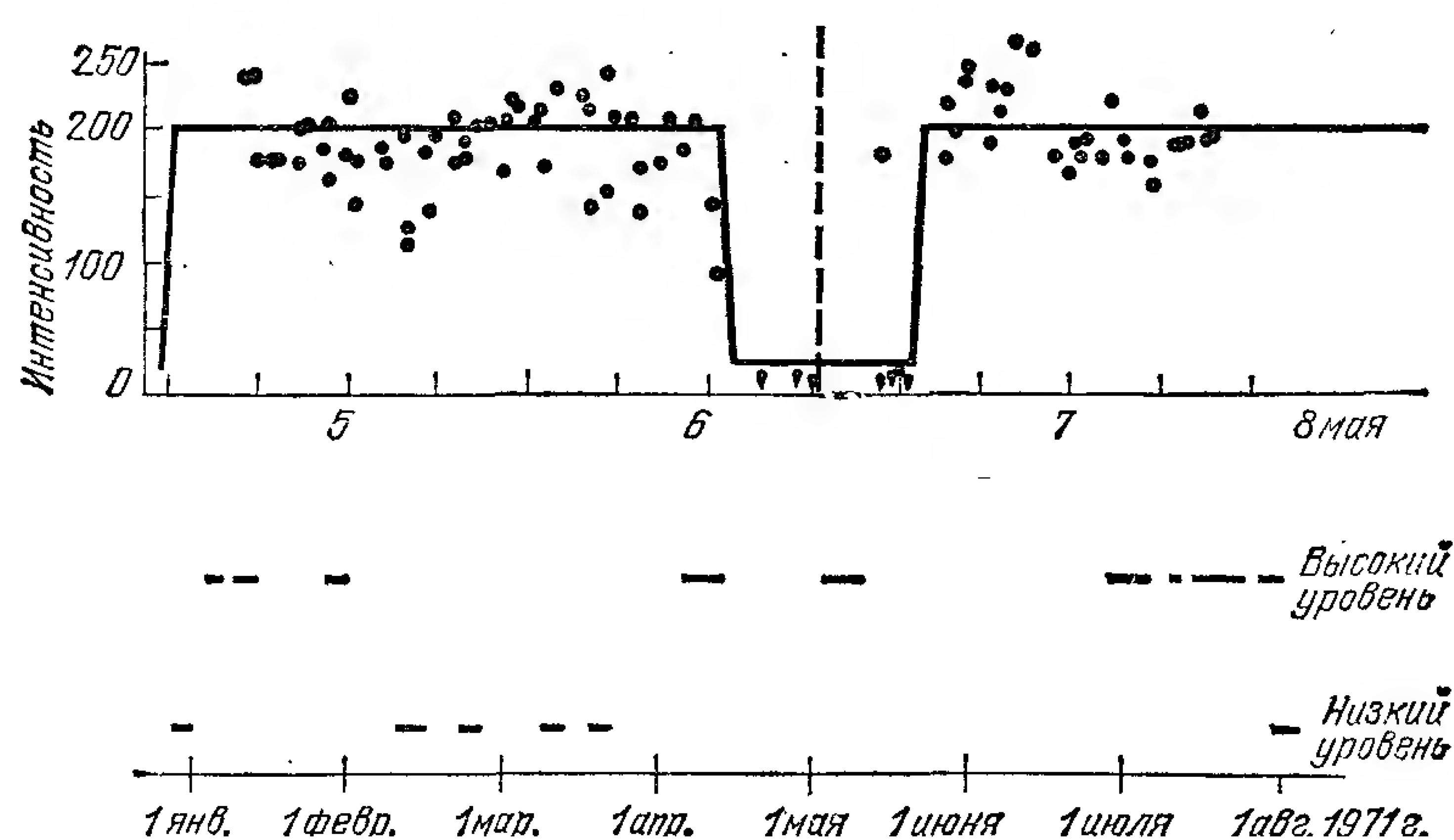


Рис. 23.3. Кривая блеска рентгеновского излучения источника Центавр X-3.

у самого яркого источника Скорпион X-1. У этого источника таких быстрых изменений потока, как у источника Лебедь X-1, не наблюдается. Он может излучать на более или менее постоянном уровне в течение нескольких дней. За это время как оптический, так и рентгеновский поток от него меняется в пределах 20%, причем вариации оптического и рентгеновского излучения не связаны. На это «спокойное» излучение накладываются отдельные «вспышки», длящиеся по нескольку часов. Вспышки охватывают как оптический, так и рентгеновский диапазон. Во время вспышек потоки меняются в 2—3 раза, причем среднее значение потоков в этой «активной» фазе раза в два больше, чем в спокойной. Никакой периодичности вспышек не обнаружено. Одновременные оптические и рентгеновские наблюдения показали, что во время вспышек рентгеновское излучение источника Скорпион X-1 становится более «жестким» (т. е. в его спектре доля энергичных квантов *растет*), а оптическое излучение становится более «голубым». Если исходить из развитой выше модели этого источника как компактного плазменного облака, то следует предположить, что во время вспышек температура плазмы и ее средняя плотность *растут*. Последнее обстоятельство приводит к тому, что для оптического излучения плазма становится непрозрачной для более коротких волн, отчего спектр становится более «голубым» (закон Рэлея—Джинса!).

Пожалуй, самым выдающимся открытием, сделанным на «Ухуру», является обнаружение *строгой периодичности* вариации потока рентгеновского излучения от некоторых источников. Это открытие, как мы увидим дальше, дало ключ к пониманию природы рентгеновских звезд и для их «осмысленного» количественного исследования. До «Ухуру» исследования этих объектов носили характер бессистемного сбора наблюдательных данных. Суть открытия сводится к следующему.

Исследования вариаций потока от источника умеренной интенсивности Центавр X-3 показали, что существуют два уровня излучения этого источника: «высокий» и «низкий». Когда уровень излучения «низкий», поток уменьшается раз в 10. Оба уровня излучения чередуются с удивительно точной периодичностью, равной 2,08707 дня. В течение этого периода источник наблюдается на «низком» уровне излучения около 0,5 суток (рис. 23.3). Объяснение такой строгой периодичности не представляет труда для астрономов. Рентгеновский источник Центавр X-3 входит в состав двойной системы, причем плоскость орбиты наклонена под небольшим углом к лучу зрения. При движении рентгеновской компоненты этой двойной системы по своей орбите она будет периодически заходить за «нормальную» (т. е. «оптическую») компоненту, которая тем самым будет ее экранировать. По этой причине поток рентгеновского излучения на Земле резко уменьшится. Когда «затмение» рентгеновской звезды оптической закончится, первоначальный («высокий») уровень потока рентгеновского излучения восстановится. Аналогичное явление давно из-

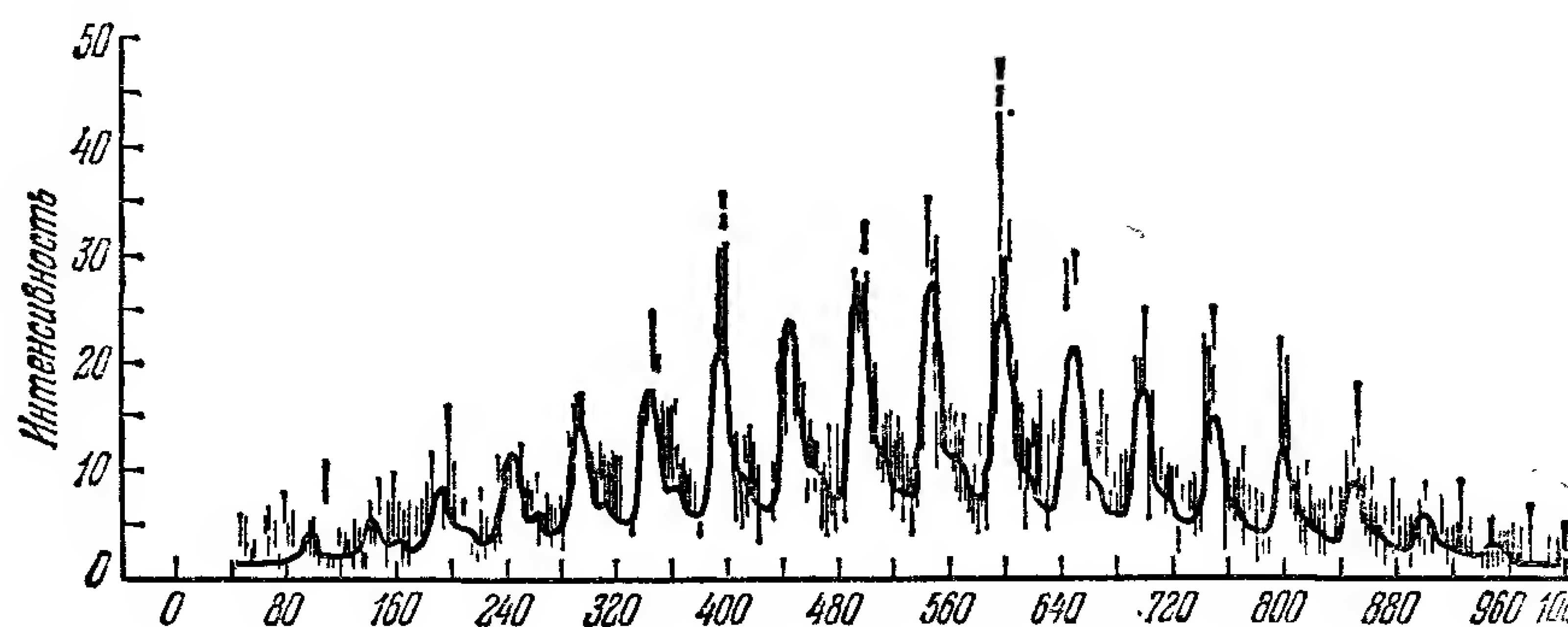


Рис. 23.4. Пульсации потока рентгеновского излучения источника Центавр X-3.

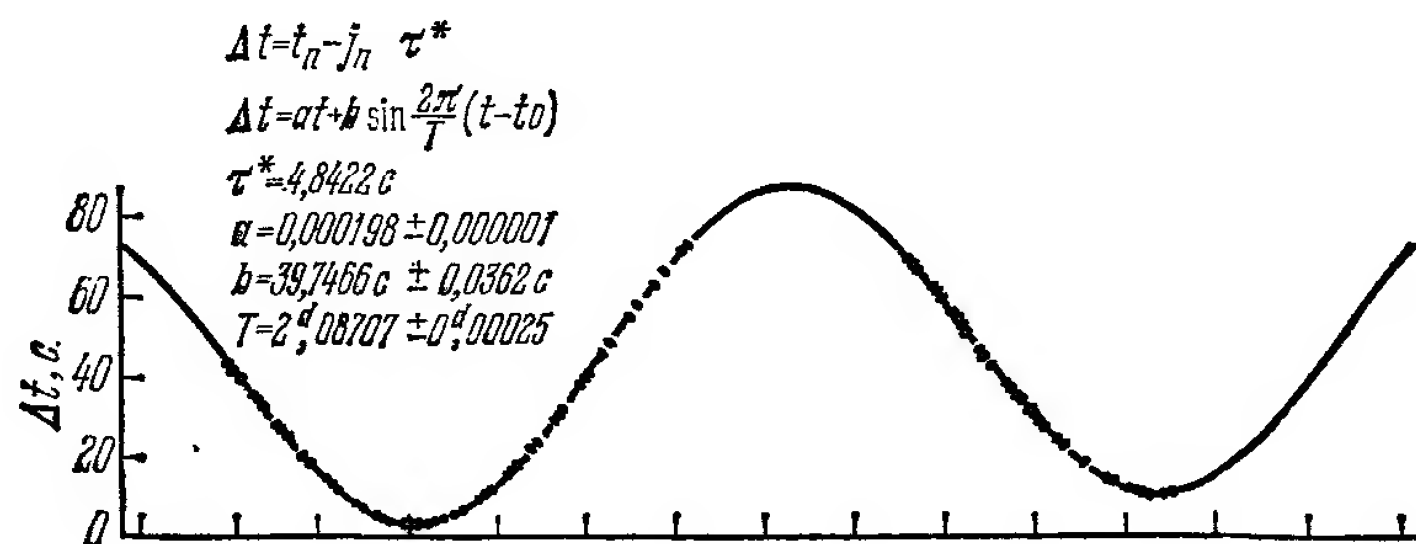


Рис. 23.5. Кривая лучевых скоростей пульсирующего рентгеновского источника Центавр X-3.

вестно в оптической астрономии: речь идет о затменных переменных звездах, типичным представителем которых является знаменитая звезда Алголь.

Наряду с 2,08707-дневной периодичностью потока рентгеновского излучения от источника Центавр X-3 была обнаружена и другая, гораздо менее тривиальная периодичность. Оказалось, что излучение этого источника носит характер *периодических пульсаций*, с периодом 4,84239 секунды! (рис. 23.4). В промежутках между такими очень короткими импульсами поток рентгеновского излучения уменьшается почти в 10 раз. Точные наблюдения показали, что сам период пульсаций плавно меняется с периодом 2,08707 дня по синусоидальному закону (рис. 23.5). Эти маленькие, но регулярные изменения периода пульсаций легко объясняются эффектом Доплера при орбитальном движении источника е постоянным периодом пульсаций. Это доказывается хотя бы тем наблюдаемым фактом, что скорость изменений периода пульсации обращается в нуль тогда, когда затмение достигает середины, т. е. когда направление орбитальной скорости рентгеновского источника перпендикулярно к лучу зрения (рис. 23.6). Из величины вариаций периода пульсаций, обусловленных орбитальным движением рентгеновской звезды, непосредственно, по известной формуле эффекта Доплера, находится значение орбитальной скорости, которая оказывается равной 415 км/с.

Следует заметить, что часто «пульсирующая компонента» рентгеновского источника пропадает на несколько дней. В течение этого времени поток рентгеновского излучения от источника Центавр X-3 уменьшается на порядок и становится примерно таким же, как при «затмениях», т. е. излучение источника остается на более или менее постоянном («низком») уровне. Затем короткие импульсы возобновляются без всякого сбоя в фазе. Эти сложные явления, по-видимому, связаны с механизмом самого рентгеновского излучения источника Центавр X-3. Переход между двумя уровнями излучения происходит не резко, а длится около часа. В течение этого короткого «переходного» времени спектр становится значительно «жестче». Это указывает на наличие довольно протяженной атмосферы вокруг оптической компоненты двойной системы, которая, «находя» на рентгеновский ис-

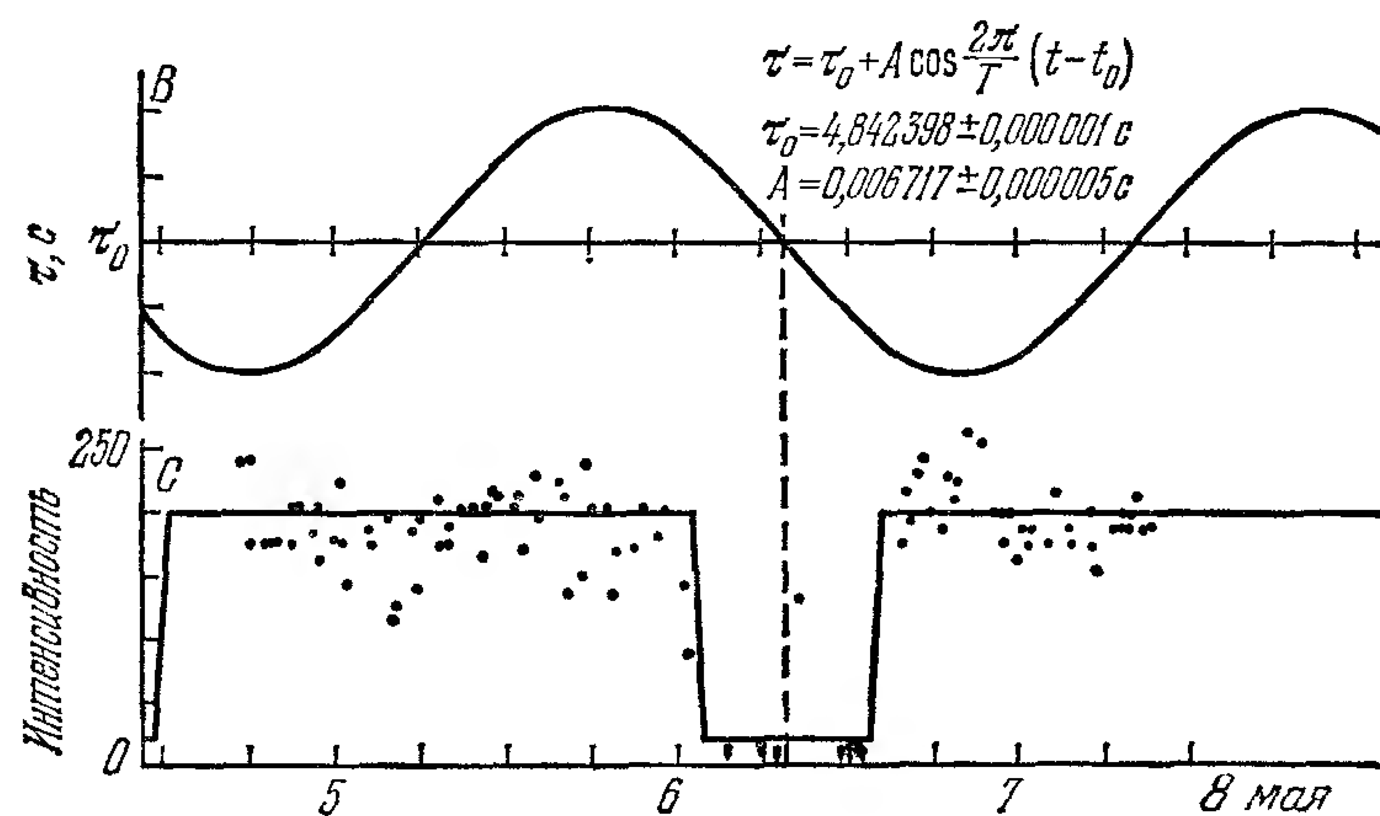


Рис. 23.6. Сравнение кривых лучевых скоростей пульсирующего источника Центавр Х-3 и кривой затмения.

точник, производит поглощение прежде, чем последний скроется за непрозрачным диском звезды. Длительность этой «переходной» стадии меняется, что указывает на нестационарность оболочки, окружающей оптическую звезду.

После нескольких неудачных попыток рентгеновский источник Центавр Х-3 был отождествлен со спектрально-двойной звездой 13-й величины. Эта звезда является переменной и обладает рядом особенностей. Основанием для такого отождествления послужило хорошее совпадение координат (в пределах 1′ дуги), а главное — периодические изменения лучевых скоростей линий в спектре этой звезды, причем период *в точности* совпадает с орбитальным периодом Центавра Х-3. Указанные периодические изменения лучевых скоростей спектральных линий, без сомнения, вызваны, орбитальным движением оптической звезды. Анализ рентгеновских и оптических данных позволяет выяснить характеристики двойной системы Центавр Х-3. Это очень тесная пара звезд с почти круговой орбитой, радиус которой $6 \cdot 10^{11}$ см, что только в 8,7 раза превышает радиус Солнца. Оптическая звезда представляет собой объект довольно высокой светимости, масса которого около 15 солнечных масс, а радиус $5 \cdot 10^{11}$ см (в 7,2 раза больше солнечного). Это означает, что расстояние от рентгеновского источника до фотосферы оптической звезды всего лишь в 1,5 раза больше солнечного радиуса. Масса рентгеновской компоненты, линейные размеры которой невелики, порядка массы Солнца. При таком отношении масс обеих компонент двойной системы «большая» оптическая звезда заполняет свою «полость Роша» (см. § 14) и из малой области на ее поверхность должна вытекать струя газа, образующего вокруг компактной рентгеновской компоненты уплощенный диск.

Такова модель рентгеновского источника Центавр Х-3, которая логически вытекает из того факта, что рентгеновская звезда входит в состав тесной двойной системы. В истории астрономии двойные звезды сыграли большую роль. Например, только для двойных систем можно с достоверностью определить массы звезд. Явление новых звезд тесно связано с их двойственностью (см. § 14). С другой стороны, сама эволюция звезд в двойных системах отличается большим своеобразием (см. тот же параграф). Тот факт, что была обнаружена рентгеновская звезда в составе тесной двойной системы, позволяет получить не только ценнейшую информацию об основных характеристиках таких звезд, но и открывает возможность понять их природу. Сразу же напрашивается аналогия между 4,84-секундным периодом пульсаций рентгеновского излучения от источника Центавр Х-3 и радиопульсарами. Поэтому объекты, подобные источнику Центавр Х-3, сразу же получили название «рентгеновские пульсары». Аналогия между рентгеновскими и радиопульсарами имеет глубокий смысл, о чем будет идти речь ниже.

Центавр Х-3 далеко не единственный рентгеновский источник, являющийся компонен-

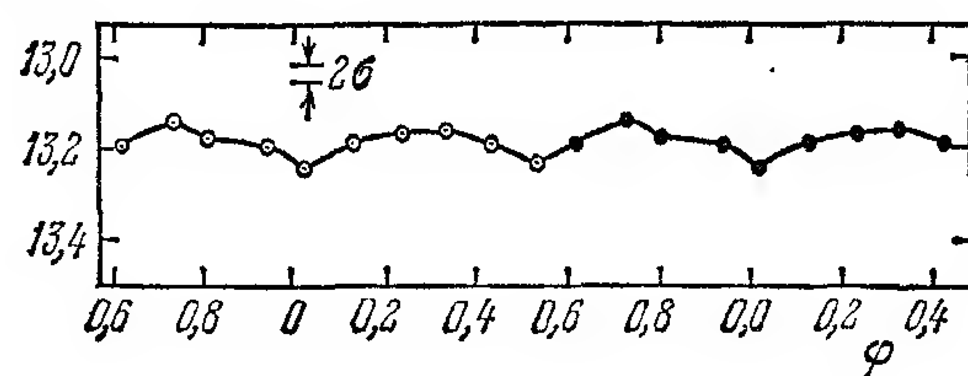


Рис. 23.7. Кривая блеска рентгеновской звезды в Малом Магеллановом Облаке.

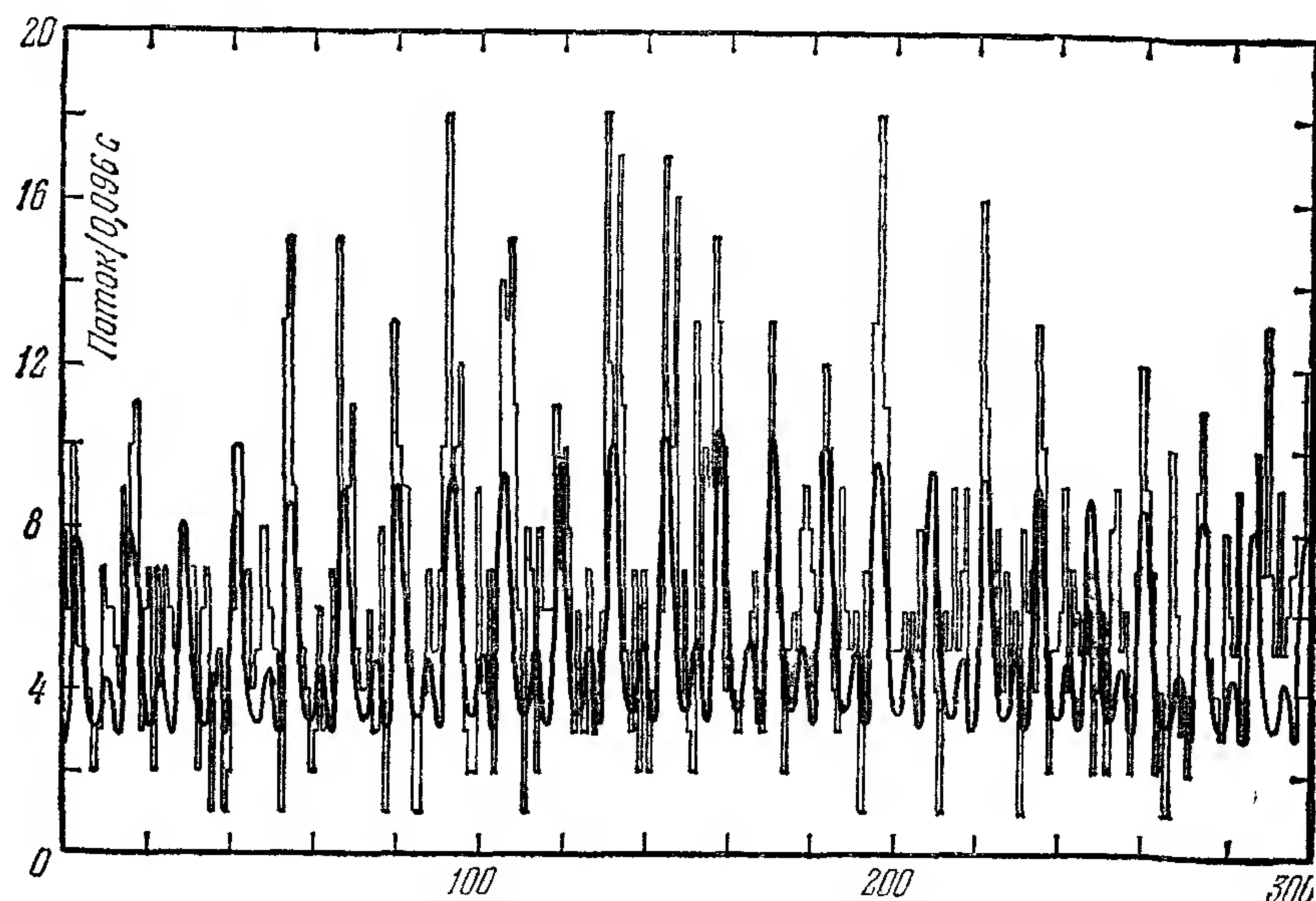


Рис. 23.8. Кривая блеска рентгеновского излучения рентгеновского источника Геркулес X-1.

той тесной двойной системы. В настоящее время количество таких источников порядка нескольких десятков. В частности, один рентгеновский источник, наблюдаемый в ближайшей к нам карликовой неправильной галактике — Малом Магеллановом Облаке (рис. 23.7), входит в состав двойной системы и имеет орбитальный период 3,4 дня. Кстати, заметим, что одна лишь эта звезда дает свыше 80% мощности всего рентгеновского излучения Малого Магелланова Облака — галактики хотя и «карликовой», но все-таки содержащей несколько миллиардов звезд.

Рекордно короткий период наблюдается у замечательного рентгеновского источника Лебедь X-3, о котором речь будет идти ниже. Его период равен всего лишь 4,8 часа. В высшей степени интересным «двойным» рентгеновским источником является Геркулес X-1. Прежде всего этот источник оказался вторым (после Центавра X-3) рентгеновским пульсаром. Период его пульсаций равен 1,2378 секунды — значительно короче, чем у источника Центавр X-3, в то время как орбитальный период, полученный как из анализа рентгеновских «затмений» (рис. 23.8), так и из периодических вариаций периода пульсаций, обусловленных орбитальным движением пульсирующего источника (рис. 23.9), равен 1,70016 дня. Помимо этих двух характерных периодов (орбитального движения и пульсаций), источник Геркулес X-1 имеет еще и третий, значительно более длительный период. Его длительность равна 35 дням (рис. 23.10). В течение 11 или 12 дней этот рентгеновский источник вполне надежно наблюдается, причем его поток меняется из-за «затмений» с периодом 1,70 дня. После этого он на 24 дня полностью «выключается». Интересно, что после периода невидимости этот рентгеновский источник «включается» очень быстро, всего лишь за несколько часов. В течение следующих трех дней после этого поток продол-

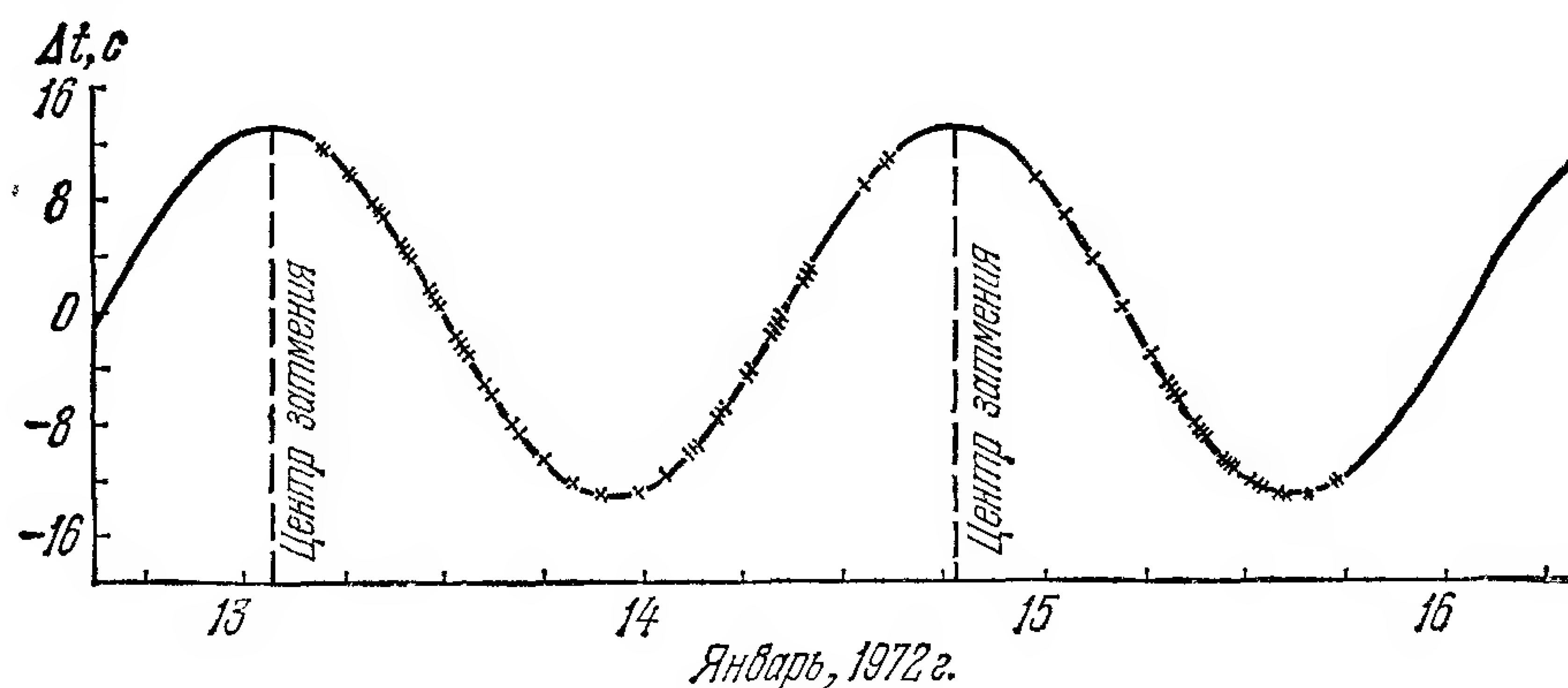


Рис. 23.9. Кривая изменений периода пульсаций рентгеновского источника Геркулес X-1.

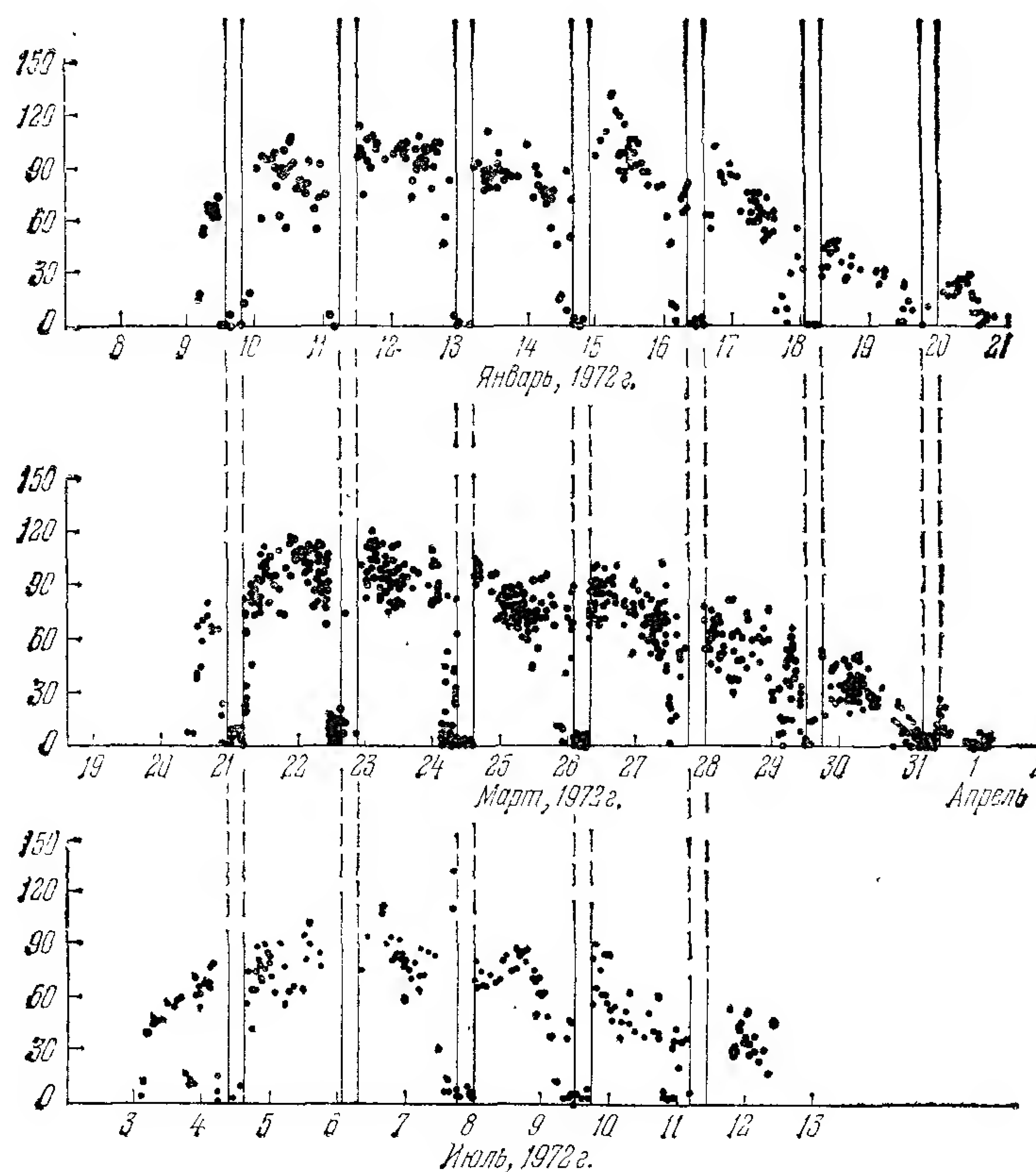


Рис. 23.10. 35-дневный цикл «видимости» у рентгеновского источника Геркулес X-1.

жает расти, но уже довольно медленно, а затем так же медленно и постепенно падает до нуля, после чего наступает 24-дневный период невидимости.

Перед наступлением главного минимума, обусловленного затмением маленькой рентгеновской звезды оптической звездой, у источника Геркулес X-1 наблюдается еще дополнительный минимум, глубина которого меняется с 11-дневным циклом видимости этого источника (см. рис. 23.10). При этом наблюдаются сильные изменения в спектре источника, его излучение становится значительно более жестким. Такого же характера изменения в спектре наблюдаются и при «включении» источника, между тем как при «выключении» источника никаких спектральных изменений не наблюдается. Все это говорит о том, что в системе источника Геркулес X-1 имеется газ, производящий сильное поглощение мягкого рентгеновского излучения. В отличие от Центавра X-3, где поглощающий газ сосредоточен в атмосфере вокруг оптической звезды, в случае Геркулеса X-1 поглощение производится струями газа, участвующими в орбитальном движении, а также, возможно, газовым диском, окружающим рентгеновский источник. Спектр последнего в периоды, когда по-

глощение газа его не искажает, сам по себе довольно «жесткий». Если он обусловлен тепловым излучением плазмы, то температура ее должна во всяком случае превышать пятьдесят миллионов кельвинов. Скорее всего, однако, рентгеновское излучение от источника Геркулес X-1 (также, как и от Центавра X-3) не является тепловым.

Вскоре после того, как эти удивительные особенности источника Геркулес X-1 стали известны, он был отождествлен с переменной звездой HZ Геркулеса, блеск которой колеблется в пределах 13—15 звездной величины. Эти изменения сопровождаются одновременными спектральными изменениями. Когда звезда более ярка, ее цвет более голубой. Последующие наблюдения (в частности, советских астрономов) показали, что изменение блеска HZ Геркулеса носит периодический характер, причем период в точности равен орбитальному периоду источника Геркулес X-1, т. е. 1,70 дня. Минимум оптического блеска соответствует минимуму рентгеновского потока. Это означает, что на поверхности оптической звезды (спектральный класс которой F) всегда имеется довольно большое горячее пятно, обращенное к рентгеновскому источнику. Происхождение такого пятна объясняется совершенно естественно: мощное рентгеновское излучение нагревает поверхностные слои «оптической» звезды, обращенные к рентгеновскому источнику.

Почти круговая орбита рентгеновской звезды вокруг «оптической» следует из анализа данных наблюдений. Из вариаций 1,24-секундного периода пульсаций рентгеновского источника с периодом 1,70 дня получается его орбитальная скорость, равная 169 км/с. При этом радиус орбиты близок к $4 \cdot 10^{11}$ см или 5,7 солнечного радиуса, в то время как радиус «оптической» звезды HZ Геркулеса в два раза превышает солнечный. Масса звезды HZ Геркулеса в два раза превышает массу Солнца, а масса ее рентгеновского спутника около одной солнечной массы. Зная радиус HZ Геркулеса и температуру ее «темной» стороны, можно найти светимость этой звезды, а следовательно, ее абсолютную величину. Сравнение найденной таким образом абсолютной величины и наблюдаемой величины позволяет определить расстояние до HZ Геркулеса, которое оказывается близким к 2000 пс. Так как галактическая широта Геркулеса X-1 довольно велика, 35°, то можно сделать интересный вывод, что расстояние рентгеновского источника от галактической плоскости необычайно велико, свыше 1000 пс! Объяснение этого обстоятельства должно быть неразрывно связано с вопросом о происхождении рентгеновского источника Геркулес X-1.

Из наблюдений следует, что импульсное рентгеновское излучение пульсара Геркулес X-1 (так же, как и источника Центавр X-3) подобно радиоизлучению «обычных» пульсаров носит *направленный* характер. В таком случае, совершенно так же, как и у радиопульсаров, наблюдаемый период пульсаций есть период вращения излучающего тела вокруг своей оси. Но с таким коротким периодом, как 1,24 с, может вращаться только *нейтронная звезда*. Таким образом, внешняя аналогия между радио- и рентгеновскими пульсарами превращается в тождество их природы: оба типа пульсаров являются нейтронными звездами. Но в то время как радиопульсары *никогда* не входят в состав двойных систем, рентгеновские пульсары наблюдаются *только* в двойных системах[1]. Имеется и еще одно важное различие между двумя видами пульсаров: периоды радиопульсаров монотонно *растут*, причем скорость увеличения периода каждого такого пульсара зависит только от его возраста, у источника же Геркулес X-1 период пульсаций за полгода наблюдений *уменьшился* примерно на одну стотысячную своего значения. Это уменьшение периода происходило отнюдь не равномерно. Аналогичная картина имеет место и для источника Центавр X-3.

Особую проблему представляет объяснение *отсутствия* 35-дневного цикла в оптической переменности HZ Геркулеса. Ведь если оптическая переменность этой звезды объясняется ее нагревом мощным потоком рентгеновского излучения от второй компоненты, то почему этот нагрев продолжается и в течение 24-х дней 35-дневного периода, когда источ-

[1]См., впрочем, стр. 290.

ник рентгеновского излучения «выключен»? Здесь могут быть два объяснения, отнюдь не исключающие одно другое. Во-первых, можно предположить, что диаграмма излучения рентгеновского пульсара участвует в двух движениях. Если излучающая область не совпадает с полюсами вращающейся нейтронной звезды (а, например, находится около магнитных полюсов, как у радиопульсаров), то из-за вращения этой звезды около оси диаграмма излучения будет периодически проходить через наблюдателя. Здесь геометрия такая же, как у радиопульсаров. Представим себе теперь, что сама ось вращения описывает прецессионное движение (так называемая «свободная прецессия», вызванная небольшой асимметрией в распределении массы в нейтронной звезде) с периодом около 35 дней. Тогда можно представить себе, что в течение почти $^2/_3$ этого периода диаграмма излучения рентгеновского пульсара не будет «смотреть» на Землю ни при какой фазе осевого вращения. В то же время она всегда будет направлена на какую-то часть поверхности находящейся рядом оптической звезды, которая находится достаточно близко и видна под большим телесным углом.

Недостатком этой модели являются довольно жесткие ограничения геометрического характера. Подозрительным также представляется и то, что ни у одного из известных радиопульсаров явление периодического «выключения» импульсов на длительный срок не наблюдается. Между тем явление свободной прецессии не должно, казалось бы, зависеть от того, является ли нейтронная звезда одиночной или входит в состав двойной системы. Альтернативой является предположение, что около компактного рентгеновского источника находится более или менее изотропный источник пока ненаблюдаемого мягкого рентгеновского или ультрафиолетового излучения, которое и «греет» находящуюся рядом оптическую звезду HZ Геркулеса. Этим источником может быть, например, горячий газовый диск, окружающий рентгеновский пульсар — быстро вращающуюся нейтронную звезду. Для подтверждения этой гипотезы решающее значение должны иметь будущие внеатмосферные наблюдения источника Геркулес X-1 в указанной выше спектральной области[1].

Итак, вся совокупность наблюдательных данных говорит о том, что рентгеновские источники, входящие в состав двойных систем, представляют собой весьма компактные объекты с массой, близкой к массе Солнца. Почти наверное это нейтронные звезды, очень быстро вращающиеся вокруг своих осей. Нужно теперь разобраться в главном вопросе: в чем причина столь мощного рентгеновского излучения нейтронных звезд, входящих в состав двойных систем? Конечно, о ядерных источниках здесь говорить не приходится. Остаются только два источника: кинетическая энергия вращения такой звезды и потенциальная гравитационная энергия, освобождаемая при падении на поверхность нейтронной звезды газовых масс. Последний механизм называется «аккрецией». Сразу же нужно сказать, что если рентгеновские пульсары — это нейтронные звезды, то первый из упомянутых выше источников энергии отпадает. В самом деле, в случае источника Центавр X-3 экваториальная скорость нейтронной звезды должна быть около 10 км/с. Следовательно, кинетическая энергия вращения этой звезды должна быть $\sim 3\cdot 10^{44}$ эрг. Так как мощность рентгеновского излучения этого источника $\sim 10^{37}$ эрг/с, то запаса кинетической энергии хватит только на один год. Вообще следует сказать, что при таком источнике энергии рентгеновские пульсары тормозились бы, т. е. периоды их вращения должны были бы *расти*, что противоречит наблюдениям.

Гораздо более эффективным источником энергии является падение на поверхность нейтронной звезды облаков и струй газа. Так как радиусы таких звезд очень малы (~ 10 км), а массы близки к солнечной, то скорость падающего на поверхность таких звезд вещества достигает 100 000 км/с, т. е. $\sim 1/3$ скорости света (вспомним, что на поверхности Земли эта скорость равна 11 км/с, а на поверхности Солнца 618 км/с). При такой скорости

[1] В 1975 г. было обнаружено мягкое рентгеновское излучение этого источника.

падение одного грамма вещества приводит к выделению $0{,}1c^2 \sim 10^{20}$ эрг энергии. Следовательно, для производства $\sim 10^{37}$ эрг/с надо, чтобы на поверхность нейтронной звезды ежесекундно падало $\sim 10^{17}$ г газа. Эту величину следует считать достаточно «скромной». Ведь при таком темпе за год выпадает не больше одной тысячной массы Земли. Источником этого газа может быть только оптическая звезда, находящаяся вблизи нейтронной звезды. Как мы видели выше, оптические компоненты двойных систем, другой компонентой которых являются нейтронные звезды, заполняют свою полость Роша. Поэтому с части поверхности оптической звезды по направлению к нейтронной звезде будет непрерывно течь струя газа.

Как показывают расчеты, эта струя будет «питать» газовый диск, быстро вращающийся вокруг нейтронной звезды[1]. Из этого диска газ будет падать на нейтронную звезду, ускоряясь ее гравитационным полем. При падении на поверхность нейтронной звезды приобретенная газом энергия превратится в излучение. Наличие у нейтронной звезды сильного магнитного поля усложняет эту картину движения газовых струй в тесной двойной системе. Падающая на нейтронную звезду струя газа будет на некотором расстоянии от нее (там, где плотность магнитной энергии равна плотности кинетической энергии газовой струи) остановлена, после чего газ потечет вдоль силовых линий магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Таким образом, следует ожидать, что падающие от оптической звезды массы ионизованного газа будут достигать поверхности нейтронной звезды в двух сравнительно малых «пятнах», окружающих магнитные полюсы. Размеры этих «пятен» могут быть около 0,1 радиуса нейтронной звезды, т. е. ~ 1 км. В этой малой области происходят грандиозные по масштабам энерговыделения процессы. Там распространяются сильные ударные волны, происходит весьма эффективное ускорение электронов до релятивистских энергий, имеют место сложные процессы взаимодействия охваченной разными возмущениями плазмы с магнитным полем. Детали этих процессов сейчас тщательно исследуются теоретиками и многое здесь еще непонятно. Но общая картина генерации мощного рентгеновского излучения уже проясняется. Излучают релятивистские и нерелятивистские электроны, движущиеся в сильном магнитном поле нейтронной звезды. Источник энергии — потенциальная энергия, приобретенная газом в сильнейшем гравитационном поле нейтронной звезды. Наконец, источник газа — оптическая компонента тесной двойной системы, заполняющая свою полость Роша или же звездный ветер.

Мы пока еще не знаем с достоверностью, каковы те эволюционные процессы, которые приводят к образованию в тесной двойной системе нейтронной звезды. Общая проблема эволюции в таких системах уже рассматривалась в § 14. Несомненно, что нейтронная звезда в тесной двойной системе есть «конечный продукт» эволюции более массивной компоненты этой системы. Образованию нейтронной звезды должно было предшествовать существенное перетекание массы от эволюционирующей (первоначально более массивной) компоненты ко второй компоненте. Можно предполагать, что после того как существенная часть (70—80%) массы эволюционирующей звезды перетекла, произошел взрыв гелиевой звезды — вспышка сверхновой, приведшая к образованию нейтронной звезды. В процессе взрыва могла быть выброшена из двойной системы масса газа до $1M_\odot$ со скоростью порядка нескольких тысяч километров в секунду. По закону сохранения импульса, если взрыв не вполне симметричен, центр тяжести двойной системы должен был получить равный и противоположно направленный импульс. Не этим ли объясняется то, что источник Геркулес X-1 находится так «высоко» над галактической плоскостью? Интересно, что лучевая скорость HZ Геркулеса направлена к галактической плоскости и близка к 60 км/с. Это может означать, что она, удалившись на максимальное расстояние от галактической плос-

[1] Необходимость образования такого диска следует из закона сохранения момента количества движения.

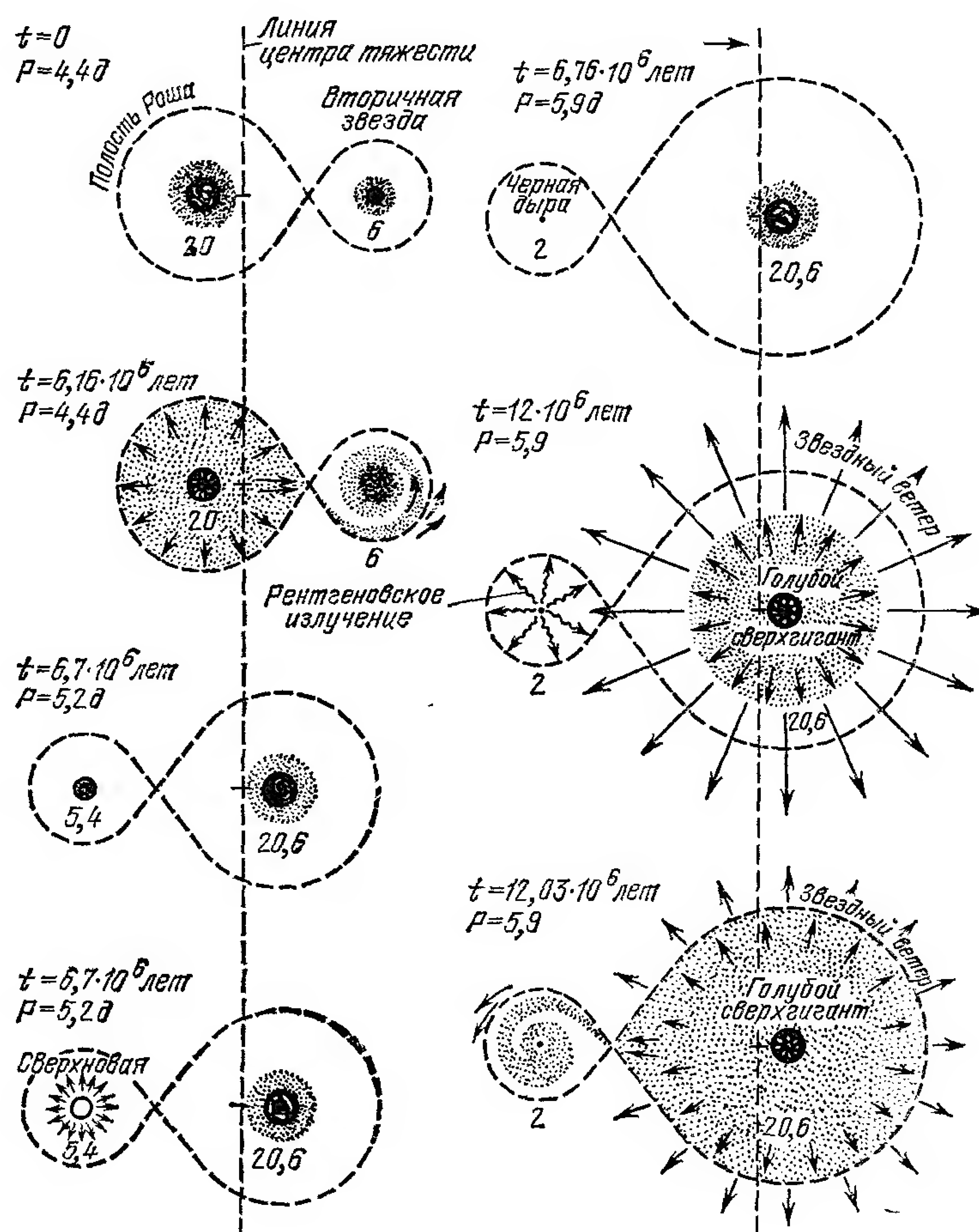


Рис. 23.11. Схема эволюции тесной двойной системы.

кости, движется теперь обратно. В принципе такая система может совершить несколько колебаний поперек галактической плоскости с характерным периодом порядка 10^8 лет.

На рис. 23.11 приведена схема эволюции тесной двойной системы массивных звезд, рассчитанная голландскими теоретиками.

Наряду с «оптической» звездой, заполняющей свою полость Роша, как уже упоминалось выше, источником газа для аккреции на нейтронную звезду может быть и «звездный ветер» от оптической компоненты, достаточно удаленной от нейтронной звезды и поэтому не заполняющей своей полости Роша. В этом случае оптическая компонента—горячий сверхгигант спектрального класса O—B с массой больше $10M_\odot$. Именно у таких звезд мощность корпускулярного излучения (или что то же — звездного ветра) достаточно велика, например, 10^{-6}—$10^{-7}M_\odot$/год. В этом случае только доля процента вытекающего из звезды корпускулярного излучения «перехватывается» нейтронной звездой, что, впрочем, вполне достаточно для генерации рентгеновского излучения наблюдаемой мощности. Мы приходим, таким образом, к представлению, что должны быть две разновидности рентгеновских источников — компонент двойных массивных систем:

а) источники, где оптическая компонента — горячий массивный сверхгигант, испускающий мощный звездный ветер; типичный представитель — Центавр X-3;

б) источники, где оптическая компонента по массе лишь немного превышает Солнце и заполняет свою полость Роша. Типичный представитель — Геркулес X-1.

В то время как источники первого типа находятся вблизи галактической плоскости, источники второго типа могут быть достаточно удалены от нее.

Не исключено, что обе разновидности источникой происходят от тесных двойных систем с массивными компонентами, но в то время как у источников типа а) массы компонент сходны, у источников типа б) отношение масс больше 3. Расчеты показывают, что если у более массивной компоненты $M_1 > 10M_{\odot}$, то после перетекания масс останется компактная гелиевая звезда с массой $3M_{\odot}$, которая может взорваться как сверхновая и «превратиться», таким образом, в нейтронную звезду. В противном случае в процессе эволюции могут образоваться только белые карлики. Если отношение масс $M_1/M_2 > 3$, то в процессе эволюции, как оказывается, большая часть массы системы покидает ее. При взрыве сверхновой в такой системе в большинстве случаев пары распадаются.

Характерной особенностью рентгеновских источников является наличие в ряде случаев наряду с орбитальными периодами весьма коротких периодов пульсации. Выше мы уже подробно говорили о 4,84-секундном периоде пульсаций у Центавра X-3 и 1,24-секундном — у Геркулеса X-1. В 1975 г. было сделано важное открытие «длинных» периодов пульсаций у рентгеновских источников. Например, у источника 0940—40, принадлежащего к типу а) и имеющего орбитальный период около 9 суток, найден пульсационный период в 283 с. Несколько длинных пульсационных периодов было найдено у так называемых «новых» (или «временных») рентгеновских источников[1]. Довольно длинный пульсационный период (405 с) был обнаружен у источника А 1118—61. Самый длинный период у известных к 1977 г. источников равен 31 минуте. Скорее всего продолжительные периоды пульсаций есть следствие торможения вращения нейтронной звезды намагниченной плазмой, в которую «погружена» двойная система. Возможно, что конкретным механизмом такого торможения является генерация вращающейся нейтронной звездой звуковых волн, а также обычная вязкость. Таким образом, период вращения нейтронной звезды — рентгеновского пульсара — как бы «подстраивается» к физическим характеристикам двойной системы, в которой он находится (период орбитального движения, мощность звездного ветра от «оптической» компоненты и пр.). Наблюдаемые вариации периодов вращения пульсаров скорее всего вызваны, в первую очередь, вариациями мощности звездного ветра, «питающего» путем аккреции нейтронную звезду.

Долгие годы, несмотря на ряд попыток, никак не удавалось доказать двойственность самого яркого рентгеновского источника Скорпион X-1. Это оказалось очень трудной задачей, так как на ожидаемое регулярное изменение блеска оптической звезды, отождествляемой с этим источником, накладывались беспорядочные изменения с большой амплитудой. В то же время никакой периодичности в рентгеновском излучении (типа той, которая наблюдается у Центавра X-3 и Геркулеса X-1) у Скорпиона X-1 не было обнаружено. Последнее обстоятельство, конечно, не является аргументом против двойственности этого источника: ведь вполне возможно, что плоскость орбиты наклонена под большим углом к лучу зрения!

Только в 1975 г. американским астрономам из анализа оптических наблюдений удалось

[1]Такие источники довольно часто наблюдаются на небе. Внешне это явление вполне похоже на вспышку новой звезды. Обычно эти источники наблюдаются несколько недель или месяцев, после чего гаснут. Некоторые из них достигают огромной яркости. Пока рекорд держит источник, вспыхнувший летом 1975 г. неподалеку от созвездия Ориона. Его яркость на порядок превышала яркость Скорпиона X-1, являющегося ярчайшим из «стационарных» источников. Весьма вероятно, что по крайней мере некоторые из таких источников — это двойные системы, где нейтронная звезда движется по эксцентричной орбите, а оптическая компонента обладает сильно меняющимся по мощности звездным ветром. В случае яркого «временного» источника А 0535+26, у которого период вращения 104 с, была найдена модуляция этого периода, указывающая на орбитальное движение вокруг горячей массивной звезды с периодом либо около 40, либо около 80 суток.

У «временного» источника А 1118—61 также были обнаружены указания на наличие 8-дневного орбитального периода. Таким образом, сейчас уже почти с достоверностью можно сказать, что все «рентгеновские звезды» («постоянные», «временные», «импульсные») образуются при аккреции газа на компактные, проэволюционировавшие объекты в двойных системах.

найти орбитальный период Скорпиона X-1, оказавшийся равным 0,787±0,006 суток. Масса каждой из компонент меньше $2M_\odot$, а скорость системы 145 км/с, т. е. очень велика.

Было также показано, что яркий источник Лебедь X-2 представляет собой двойную систему с малой массой ($M_O \sim 2M_\odot$, $M_X \sim 1M_\odot$), сходную со Скорпионом X-1 и Геркулесом X-1. Орбитальный период Лебедя X-2 $T = 0{,}86$ дня, а расстояние ~ 2 кпс.

Особый интерес представляет проблема радиоизлучения рентгеновских звезд. Несколько таких объектов (например, Скорпион X-1, Лебедь X-1) оказались источниками очень слабого, переменного радиоизлучения. Заметим, однако, что само по себе это не является проблемой. В последние годы радиоизлучение было обнаружено от нескольких тесных двойных систем, в частности, от Алголя и β Лиры. В таких системах мощные потоки газовых струй должны приводить к значительному радиоизлучению. Однако в сентябре 1972 г. наблюдалось уже не совсем обычное явление. Поток очень слабого радиоизлучения от рентгеновской звезды Лебедь X-3 скачком увеличился в 2000 раз! Вспышка длилась несколько дней, спустя две недели она повторилась. Во время вспышки радиоисточник Лебедь X-3 оказался одним из самых ярких на небе на сантиметровых волнах. Это позволило, в частности, по «пропечатавшимся» в его спектре межзвездным радиолиниям поглощения 21 и 18 см определить расстояние до него, оказавшееся около 7000 пс. Мощный всплеск радиоизлучения объясняется выбросом облака релятивистских частиц и плазмы. Странно, что рентгеновское излучение этого источника не претерпело при этом никаких изменений. По-видимому, детальное изучение рентгеновских звезд принесет астрономам еще много неожиданностей.

В 1978 г. внимание астрономов было сконцентрировано на совершенно уникальном объекте SS 433. Поразительной особенностью этого звездообразного источника является наличие в его спектре водородных и гелиевых эмиссионных линий, длины волн которых меняются с периодом 164 дня. Каждая «стационарная» линия водорода и гелия имеет по обе стороны от себя две «подвижные» линии, сильно смещенные в красную и фиолетовую части спектра. На рис. 23.12 приведена кривая лучевых скоростей. Обращает на себя внимание ее огромная амплитуда. По характерной кривой лучевых скоростей не представляет особого труда построить кинематическую модель SS433. Она сводится к представлению, что из этого источника в двух противоположных направлениях выбрасываются две газовые струи с огромной скоростью $v = 0{,}27c$ или 81 000 км/с, причем ось, вдоль которой происходит выбрасывание газа, прецессирует с периодом 164 дня. Этот звездообразный объект находится внутри давно уже известной радиотуманности W 50 — явном остатке сверхновой, имеющем форму неполной оболочки. Объект SS433 является источником рентгеновского излучения, так же как и радиотуманность W 50.

Дальнейшие оптические наблюдения показали, что блеск SS 433 меняется с периодом 13,1 суток. Эти изменения объясняются двойственностью объекта, В этом случае мы наблюдаем в оптических лучах своеобразную «затменную переменную» (см. рис. 23.13), одной компонентой которой является массивная горячая голубая звезда — сверхгигант, другой — плотный, горячий газовый диск, окружающий вторую, весьма компактную компоненту— нейтронную звезду или черную дыру. Этот диск образуется путем перетекания мощной струи газа от звездной компоненты через лагранжеву точку L (см. рис. 14.1). В отличие от других аналогичных систем (например, Лебедь X-1, Центавр X-3), скорость перетекания очень велика — до $10^{-4}M_\odot$/год— в десятки тысяч раз больше, чем в системе Лебедь X-1. Такая фаза «быстрого перетекания» соответствует «сверхкритической» аккреции и длится сравнительно недолго, $\sim 10^4$ лет. При сверхкритической аккреции почти весь перетекающий газ выталкивается из диска силой светового давления. Это и является причиной вытекания двух струй в направлениях, перпендикулярных к плоскости газового диска (рис. 23.14). Так как эта фаза эволюции является кратковременной, число объектов, подобных SS 433, должно быть в нашей Галактике весьма незначительным.

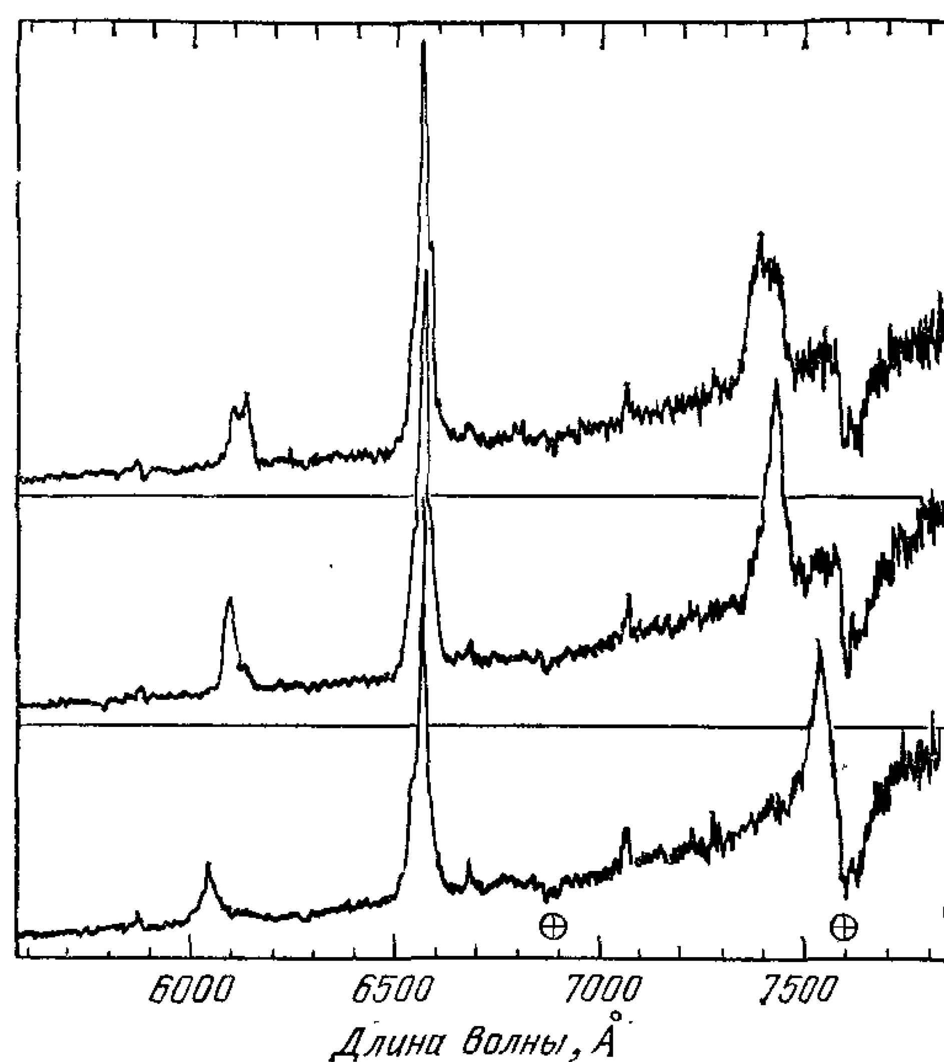


Рис. 23.12. Часть спектра SS 433, на которой видна очень интенсивная «несмещенная» линия H_α ($\lambda = 6563$ Å), с обеих сторон от которой видны две компоненты той же линии с сильным красным ($\lambda \approx 7400$—7500 Å) и фиолетовым ($\lambda \sim 6100$—6200 Å) смещением. Спектры получены в течение грех последовательных ночей. Отчетливо видно прогрессивное смещение красной и фиолетовой компонент.

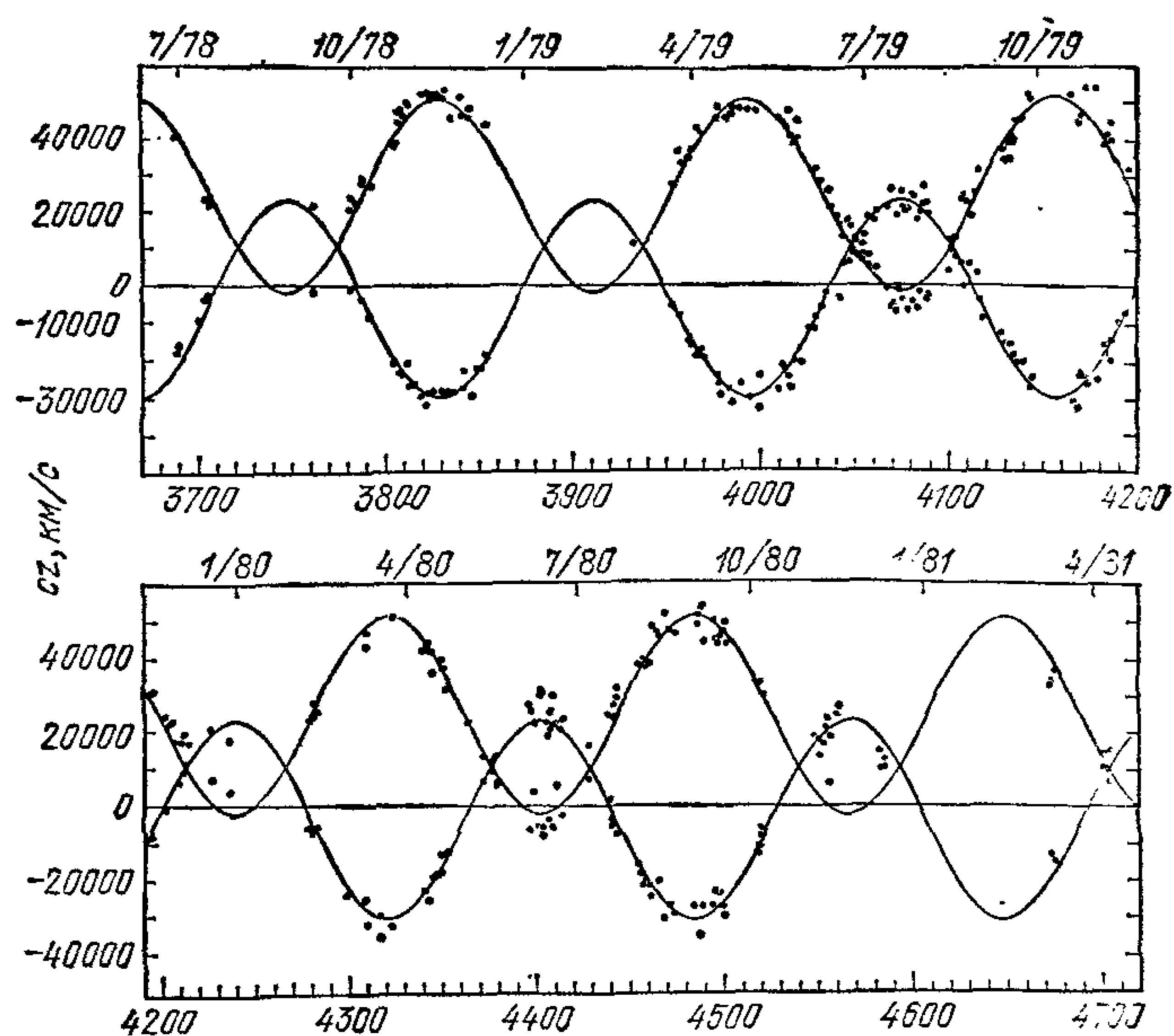


Рис. 23.13. Кривая лучевых скоростей для «красной» и «фиолетовой» компонент SS 433. По оси абсцисс внизу отложены даты в юлианских днях, вверху — даты обычного календаря.

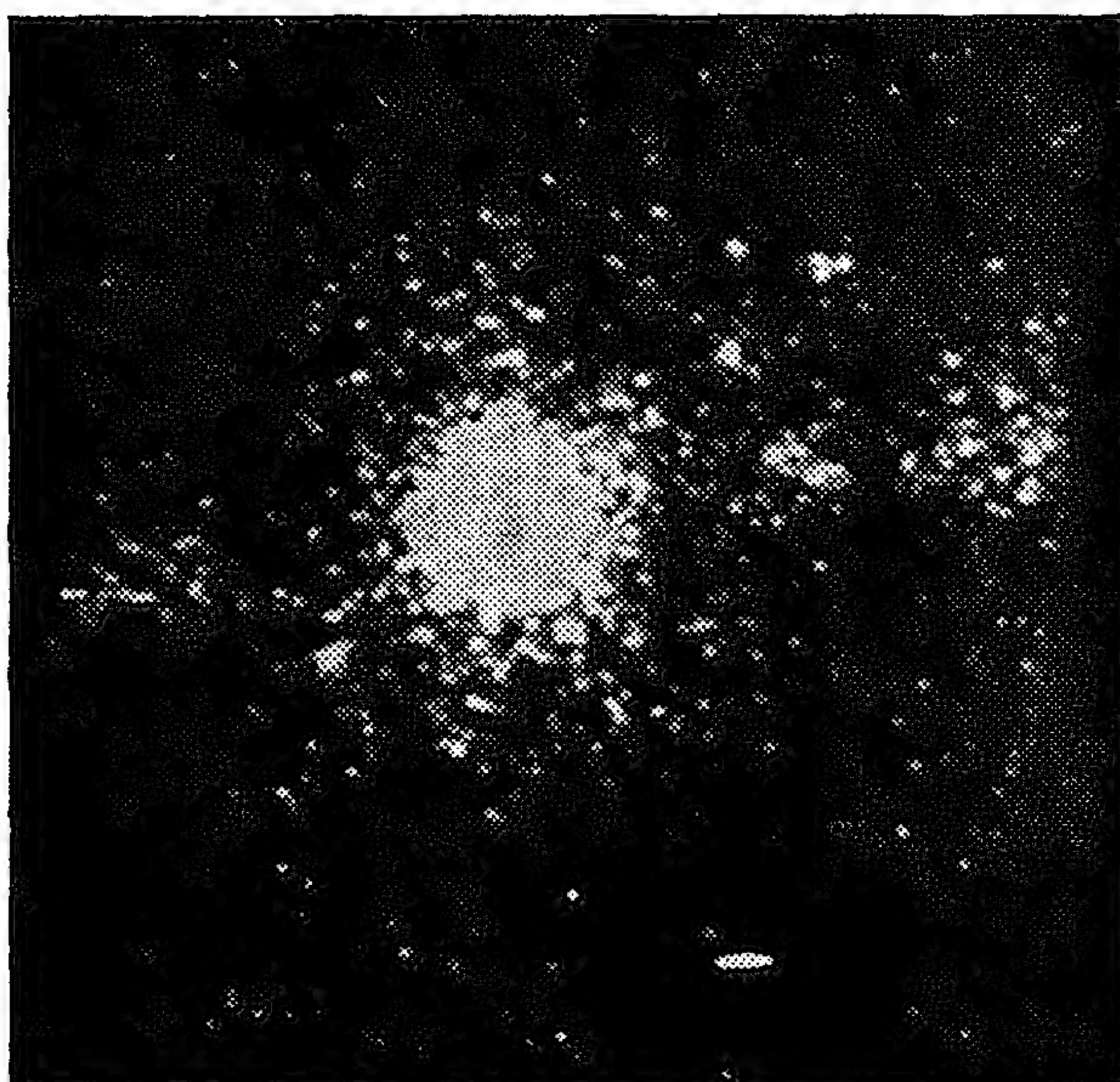


Рис. 23.14. Рентгеновское изображение SS 433, полученное на обсерватории «Эйнштейн». Около 10% всего излучения исходят от двух вытянутых струй, симметрично расположенных по отношению к источнику.

Радиоинтерференционные наблюдения выявили излучение струй и убедительно доказали прецессионный характер их движения. С этими струями также связано рентгеновское излучение W 50. Изучение удивительных явлений, происходящих в SS 433, позволило лучше понять характер эволюции массивных двойных систем и связанных с ними рентгеновских и радиоисточников.

В высшей степени интересным, но пока еще загадочным является открытие импульсов жесткого рентгеновского (или мягкого гамма-) излучения космического происхождения. Хотя первые публикации появились во второй половине 1973 г., само открытие было сделано в 1967 г. Его история весьма любопытна.

Как известно, СССР и США заключили в свое время договор о прекращении ядерных взрывов в атмосфере и на поверхности Земли. Подавляющее большинство стран (к сожалению, не все) присоединились к этому соглашению. Для контроля над подобными, взрывами США запустили на большую высоту серию искусственных спутников «Вела», оснащенных специальными регистрирующими приборами. В числе этих приборов были также детекторы мягкого гамма-излучения в диапазоне энергии квантов 0,2—2 МэВ. Чувствительность этих детекторов почти не зависела от направления прихода гамма-излучения, т. е. они были практически «изотропными». Однако в случае, когда гамма-излучение носит импульсный характер (что как раз и следует ожидать во время ядерных испытаний), направление прихода можно зарегистрировать, если известны разности моментов прихода импульсов на разных спутниках контрольной системы. Это, конечно, требует непрерывной регистрации уровня гамма-излучения, наблюдаемого на разных спутниках, с точностью не меньшей, чем 10^{-2} с.

Велико же, по-видимому, было изумление работников этой «патрульной службы», когда они обнаружили, что временами наблюдаются довольно интенсивные кратковременные импульсы жесткого излучения, не связанные ни с Землей, ни с Солнцем. В тех очень редких случаях, когда удавалось определить координаты (с точностью около 5°), галактические широты источников этого загадочного излучения оказались весьма значительными. Это может означать, что либо источники находятся в Метагалактике, либо они сравнительно близки к Солнцу (например, удалены от нас на расстояния, не превыша-

ющие сотню парсек). Раньше чем обсуждать обе эти возможности, остановимся более подробно на наблюдаемых характеристиках этих пока еще загадочных импульсов.

Прежде всего довольно ясно, что если эти импульсы были обнаружены при помощи «патрульной» аппаратуры, отнюдь не предназначенной для астрономических наблюдений, потоки излучения должны быть достаточно велики. И действительно, при наблюдаемой длительности явления в несколько десятков секунд поток в указанном выше интервале энергий квантов достигает $\sim 10^{-4}$ эрг/см$^2 \cdot$ с, что в несколько сотен раз превышает полный поток от самого яркого из космических источников рентгеновского излучения, источника Скорпион X-1. Заметим, однако, что последний излучает преимущественно в мягком рентгеновском диапазоне с энергией квантов в несколько килоэлектронвольт. В диапазоне же около 1 МэВ поток излучения от загадочных космических импульсных источников зачастую превосходит поток от солнечных вспышек и на много порядков превышает потоки от других космических источников.

Естественно, что такое выдающееся явление, как импульсы космического гамма-излучения, стало объектом исследования также и на других спутниках. И хотя после первого известия об обнаружении загадочных импульсов прошло не так уж много времени, сейчас (1983 г.) кое-что прояснилось.

Прежде всего установлено, что спектр космических импульсов простирается в значительно более «мягкую» область, по крайней мере до 10 кэВ. Установлено также, что где-то около энергии квантов $E_1 \sim 200$ кэВ этот спектр довольно круто (экспоненциально) обрывается, в то время как для $E < E_1$ спектр убывает с ростом E по степенно́му закону $F \propto F^{-\alpha}$, где $\alpha \sim 0{,}5$, и меняется как для разных источников, так и для одного и того же источника с течением времени. В последнем случае, по-видимому, «жесткость» спектра растет вместе с ростом потока.

Очень интересна «временна́я» структура импульсов. Они состоят из отдельных весьма интенсивных «всплесков» длительностью около секунды, разделенных промежутком времени ~ 10 с. Полная длительность импульсов, как уже говорилось выше, порядка нескольких десятков секунд. Во время «всплеска» поток излучения достигает максимума очень быстро, за время во всяком случае меньшее, чем 0,1 с. Это означает, что линейные размеры излучающей области довольно незначительны, меньше 10 000 км.

Всплески, в течение которых излучается энергия $> 10^{-4}$ эрг/см^2, наблюдаются один раз в несколько месяцев. Естественно, что всплески, при которых выделяется меньшая энергия, должны наблюдаться значительно чаще, так как они должны исходить от более удаленных, а потому и более многочисленных источников.

Учитывая наблюдаемые свойства импульсов жесткого излучения, вряд ли, по нашему мнению, их можно считать метагалактическими объектами. В принципе, мощное жесткое излучение можно ожидать при вспышках сверхновых звезд. Однако никакой корреляции между вспышками сверхновых, имевшими место в других галактиках за последние несколько лет, и импульсами жесткого излучения не обнаружено. В этой связи заметим, что в 1972 г. вспыхнула сверхновая в довольно близкой к нам галактике NGC 5253 (см. § 15). Никакого импульса жесткого излучения, однако, при этом обнаружено не было.

Определение координат космических импульсных гамма-источников является довольно сложной задачей. Это можно сделать, в принципе, зная моменты регистрации начала импульсов на разных детекторах, удаленных друг от друга на как можно большее расстояние. Чем больше расстояние, тем выше точность локализации источников на небе.

В 1978 г. на борту двух советских межпланетных станций «Венера-11» и «Венера-12» были установлены детекторы мягкого гамма-излучения. Там же были установлены приборы для регистрации моментов времени с точностью 2—3 миллисекунды. Одновременно на околоземной орбите находился советский спутник «Прогноз-7», на котором была установлена такая же аппаратура. Эти наблюдения проводились в содружестве с французскими учеными.

Всего за $1^1/_2$ года работы удалось наблюдать свыше 150 гамма-импульсов. В отдельных случаях их координаты определялись с точностью, превосходящей $1'$. Особенно интересны были наблюдения исключительно мощного всплеска 5 марта 1979 г., у которого удалось выявить 8-секундную периодичность в потоке излучения. Это доказывает, что излучают вращающиеся нейтронные звезды. Большой интерес представляют десятки спектров гамма-импульсов, анализ которых пока не закончился. В высшей степени важно то, что ни одного оптического объекта до 23 звездной величины на месте гамма-импульсных источников пока не найдено. Это может означать, что вспышки связаны с *одиночными* нейтронными звездами. В противном случае наблюдался бы оптический компонент двойной системы.

Тем больший интерес представляют результаты анализа старых пластинок Гарвардского Патруля, на которых была сфотографирована область неба, где 19 ноября 1978 г. наблюдался яркий гамма-импульс. Координаты источника этого импульса были измерены на космических аппаратах «Венера-11» и «Венера-12» с точностью, превосходящей $1'$. Эта область фотографировалась 17 ноября 1928 г. Всего последовательно были получены 4 пластинки, причем время экспозиции каждой из них было 40^{m}. На второй пластинке, в точности на том же месте, где спустя полвека наблюдался гамма-импульс, было получено довольно яркое пятнышко, соответствующее звездному объекту 10-й величины. На остальных пластинках никаких объектов ярче 15-й величины не было. Тщательный анализ удивительного пятнышка позволил прийти к выводу, что наблюдалась вспышка оптического излучения, длительность которой была во всяком случае меньше 10 минут. Недавно выполненные наблюдения на большом оптическом телескопе обнаружили на месте гамма-вспышки 19 ноября 1928 г. очень слабый объект 23-й величины.

Вряд ли можно сомневаться в том, что 17 ноября 1928 г. наблюдалась вспышка оптического излучения, скорее всего сопутствующая гамма-импульсу. Жалко, конечно, что тогда не было гамма-астрономии... Важным результатом описанных наблюдений является установление *повторности* вспышек. В случае явления 19 ноября 1978 г. интервал времени между импульсами, вероятно, меньше 50 лет или равен этой величине. Любопытно, что из всех гамма-импульсов, зарегистрированных на советских автоматических межпланетных станциях, не было ни одного «повторяющегося», т. е. принадлежащего одному и тому же источнику. Это обстоятельство имеет большое значение для оценки полного количества источников импульсного гамма-излучения.

При современной чувствительности детекторов этого излучения можно зарегистрировать (в среднем, конечно) 1 импульс в день. Если за пару лет работы детекторов не было замечено ни одного повторного импульса, то для данного источника средний интервал между ними заведомо превосходит 2—3 года. С другой стороны, в случае явления 19 ноября 1978 г. этот интервал, как мы видели, равен (или меньше) 50 годам. Можно, очень грубо, конечно, принять, что средний интервал между гамма-импульсами у источников составляет примерно 10 лет. За это время с современными средствами можно было наблюдать ~ 3000 источников. Но все они (в среднем) — сравнительно близкие объекты. Из распределения источников импульсного излучения по небу следует, что никакой реальной концентрации их к галактической плоскости нет. Это означает, что даже слабейшие из них находятся от нас на расстоянии, меньшем, чем половина толщины «диска», соответствующего их пространственному распределению. Так как потоки излучения от самых ярких гамма-импульсов в несколько сот раз больше, чем от самых слабых, то последние находятся от нас в среднем в 20—30 раз дальше, чем самые близкие (и, следовательно, в среднем самые яркие) источники. Например, если самые близкие источники импульсного гамма-излучения удалены на расстояние ~ 30 пс (расстояние до ближайших пульсаров), то самые слабые (т. е. в среднем далекие) будут находиться на расстоянии ~ 1000 пс. Следовательно, мы можем наблюдать импульсные источники внутри сферы радиуса ~ 1000 пс, что составляет $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ объема Галактики. Значит, полное количество импульсов в

Галактике за 10 лет составляет $\sim 10^7$. Одновременно мы таким образом получаем оценку полного количества источников импульсного гамма-излучения, так как среднее время между импульсами у одного источника выше было принято равным $\sim$ 10 годам.

Наша оценка, конечно, является очень грубой, а главное — содержит произвольные элементы (например, расстояние до ближайших источников). Дальнейшие наблюдения, особенно более слабых импульсов, позволят эту оценку существенно уточнить. Тем не менее уже сейчас видно, что полное число источников импульсного гамма-излучения в Галактике очень велико: оно заключено, вероятно, между 10^6 и 10^8. Ничего удивительного в этом нет. Вряд ли можно теперь сомневаться в том, что источниками импульсного гамма-излучения являются нейтронные звезды, число которых в Галактике должно быть очень велико, $\sim 10^8$. Это следует из частоты вспышек сверхновых II типа, в результате которых и образуются нейтронные звезды. Создается впечатление, что существенная, если не большая часть нейтронных звезд, когда-либо образовывавшихся в Галактике, время от времени излучает гамма-импульсы. Речь идет, главным образом, о старых объектах, возраст которых исчисляется многими миллиардами лет. Мы приходим к представлению, что более или менее периодически повторяющиеся всплески мягкого гамма-излучения есть фундаментальное свойство нейтронных звезд. Таким же свойством является их радиоизлучение, проявляющееся в феномене пульсаров. Однако, как мы видели в § 21, пульсары — это сравнительно молодые нейтронные звезды, возраст которых 2—3 миллиона лет, между тем как способность к импульсному гамма-излучению нейтронные звезды, по-видимому, сохраняют «до глубокой старости», когда их возраст исчисляется уже миллиардами лет.

Пока вопрос о причине самого явления гамма-всплесков у нейтронных звезд покрыт густым туманом. Можно только высказывать разного рода гипотезы. При всех условиях важно оценить энергетические соотношения. Если принять, что расстояние до ближайших источников импульсов около 30 пс, а поток энергии в импульсе $\sim 10^{-4}$ эрг/см^2, то полная энергия излучения будет $\sim 10^{37}$ эрг. За несколько миллиардов лет будет излучено $\sim 3 \cdot 10^{45}$ эрг — величина, ничтожно малая по сравнению с энергией гравитационной связи нейтронной звезды ($\sim 10^{53}$ эрг). Квазипериодический характер явления наводит на мысль о постепенном накоплении какой-то неустойчивости, которая время от времени как бы «сбрасывается». Вполне возможно, что существует глубокая связь между описанными в § 21 «звездотрясениями» и всплесками гамма-излучения. Такое «звездотрясение» может привести к сильнейшему возмущению магнитосферы нейтронной звезды, стимулирующему всплеск гамма-излучения. Другая гипотеза исходит из аналога «вулканического извержения», когда богатая нейтронами неравновесная материя недр нейтронной звезды прорывается через «трещины» на ее поверхность...

Только будущие наблюдения помогут сделать правильный выбор между различными, как правило, довольно экзотическими возможностями объяснения природы космических гамма-импульсов.

1975 год в рентгеновской астрономии прошел под знаком рентгеновских всплесков. Одновременно работающие три спутника — «АНС», «SAS-3» (США) и «Ариэль» (Англия) непрерывно получали богатый наблюдательный материал. Было установлено, что всплески, исходящие от NGC 6624, почти периодичны; наблюдалась последовательность всплесков, разделенных промежутками времени 0,22 суток. Впрочем, через месяц этот интервал сильно укоротился. Вскоре были обнаружены рентгеновские всплески от других шаровых скоплений, например, NGG1851, NGC 6388, NGC6541 и ряда других. Очень интересный источник рентгеновских всплесков был обнаружен около галактического центра. «Квазипериод» рентгеновских всплесков в этом случае оказался рекордно коротким, около 17 с. От этого источника уже наблюдалось несколько тысяч импульсов (см. рис. 23.15).

Любопытно отметить, что мощность каждого отдельного всплеска от указанного источника тем больше, чем длительнее «спокойный» интервал времени до последующего

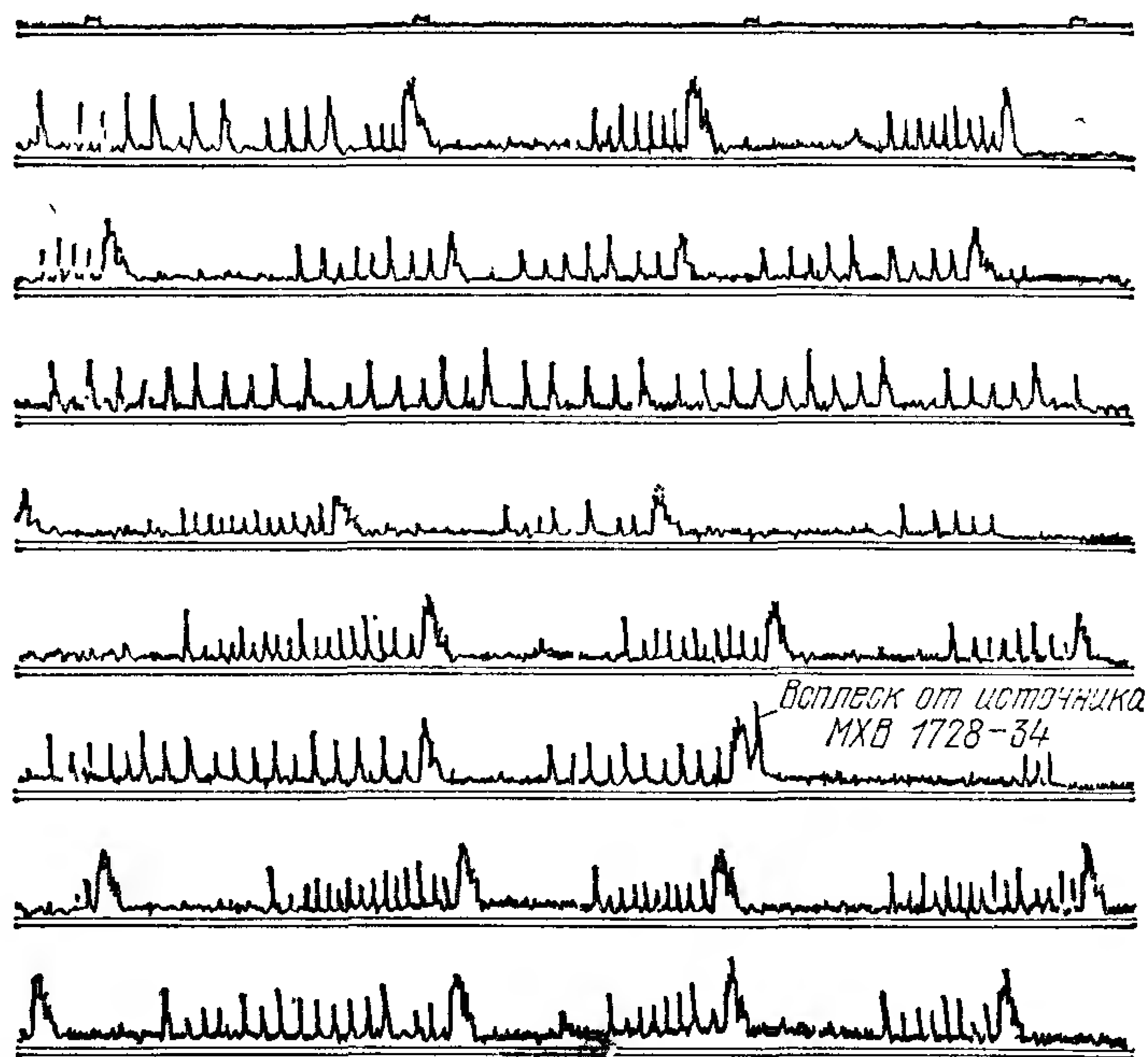


Рис. 23.15. Запись всплеска рентгеновского излучения от источника МХВ 1728—34.

всплеска. Создается определенное впечатление, что всплеск определяется постепенным «накоплением» некоторого запаса энергии, которая затем быстро освобождается. Это может быть, например, накоплением газа в сильном магнитном поле магнитосферы нейтронной звезды с последующим быстрым «высыпанием» на ее поверхность. После того, как координаты этого источника были определены с точностью $\sim 1'$, на его месте в красных лучах было обнаружено дотоле неизвестное (из-за сильного межзвездного поглощения света) шаровое скопление.

В настоящее время (начало 1983 г.) 12 (из 35) таких источников рентгеновского излучения (получивших название «барстеров») отождествляются с шаровыми скоплениями, вернее, с их самыми центральными частями.

Тот факт, что пространственное распределение барстеров такое же, как и шаровых скоплений, означает, что эти рентгеновские источники принадлежат к старейшему («второму») типу звездного населения нашей Галактики. По-видимому, значительная, если не большая, часть рентгеновских источников в туманности Андромеды (см. рис. 23.2) является барстерами. В этой галактике 17 из 224 обнаруженных рентгеновских источников находятся в шаровых скоплениях. Всего в М 31 насчитывается 237 шаровых скоплений, в то время как в нашей Галактике их около 150.

Выше, на стр. 269, мы уже говорили о двух типах рентгеновских источников в Галактике, имеющих, соответственно, «плоское» и «полусферическое» распределение. Теперь мы можем первые отождествить с массивными двойными системами типа Центавр X-3, у которых «оптическим» компонентом является голубой массивный сверхгигант. Источники второго типа — это барстеры и сходные с ними старые объекты, у которых мощность рентгеновского излучения примерно такая же, как у источников I типа, но зато мощность оптического излучения $\sim$ в 1000 раз меньше. Хотя двойственность барстеров пока еще не доказана прямыми наблюдениями, вряд ли в этом можно сомневаться. Напрашивается вывод, что у барстеров и сходных с ними объектов оптическим компонентом является маломассивный красный карлик. Объектами, сходными по своей природе с барстерами, могут быть ярчайшие источники Скорпион X-1 и Лебедь X-2.

Вернемся теперь к «обычным» барстерам. Доказано, что они испускают рентгеновское излучение и в промежутках между вспышками. Существенно, что энергия, излученная между вспышками, примерно в сто раз превышает энергию, излученную при вспышках.

Это обстоятельство имеет решающее значение для понимания природы рентгеновского излучения барстеров. Излучение барстеров в промежутках между вспышками обусловлено аккрецией газа от второго компонента двойной системы, подобно тому, как это происходит в массивных двойных системах. Однако, по мере накопления вещества на поверхности нейтронной звезды, возникают благоприятные условия для термоядерного взрыва на ее поверхности, вызывающего мощную вспышку рентгеновского излучения. При такой вспышке на грамм вещества выделяется αc^2 энергии (где $\alpha = 10^{-3}$ — «упаковочный эффект» при синтезе ядер), а при аккреции на нейтронную звезду $0{,}1c^2$ эрг/г. Теперь понятно, почему энергия, излучаемая между всплесками, примерно в 100 раз превосходит энергию, излучаемую при всплесках[1].

Существует полная аналогия между барстерами и обычными новыми звездами, вспышки которых обусловлены термоядерными взрывами водорода, скапливающегося на поверхности белого карлика. Оптической астрономии давно известны пекулярные звездные объекты, являющиеся тесными двойными системами, одна из компонент которых — белый карлик. Можно провести интересную аналогию между такими системами и системами, содержащими нейтронную звезду. Заметим, что свойства тесных двойных систем зависят еще от характера перетекания вещества на компактный объект (звездный ветер, перетекание через лагранжеву точку).

У классических новых звезд дана компонента (некомпактная) — красный карлик, а другая — белый, причем перетекание вещества осуществляется через лагранжеву точку. Если же одной из компонент белого карлика является красный гигант, наблюдаются «новоподобные» звезды. Их «рентгеновским аналогом» могут служить некоторые «временные» источники, о которых речь шла выше. У карликовых новых типа U Близнецов (см. гл. 14) ядерные вспышки на поверхности белого карлика не происходят. Рентгеновским аналогом таких систем могут быть старые источники типа Скорпион X-1 и Лебедь X-2.

Огромное увеличение чувствительности детекторов рентгеновского излучения на космической обсерватории «Эйнштейн» открыло возможность изучать сравнительно слабые источники. Было открыто и исследовано рентгеновское излучение от многих десятков звезд — «карликовых» новых типа U Близнецов, новоподобных и других пекулярных объектов. Исключительный интерес представляет исследование обычных звезд главной последовательности, рентгеновское излучение которых обусловлено их *коронами*. Сравнительный анализ корон у звезд разных спектральных классов совершенно по-новому поставил проблему солнечной активности.

Вернемся теперь к проблеме барстеров. Как объяснить тот удивительный факт, что более 1/3 их входят в состав шаровых скоплений, в которых заключена всего 1/3000 всех старых звезд? Скорее всего, такие двойные системы (красный карлик плюс нейтронная звезда) образовались только при захватах до этого одиночных звезд. При этом избыток энергии шел на возбуждение колебаний в толще красного карлика. Очевидно, захваты могли происходить только там, где звездная плотность очень велика, а относительные скорости малы. Такие условия реализуются в ядрах шаровых скоплений. Некоторые барстеры со временем могли покидать шаровые скопления. Да и шаровые скопления могли разрушаться. Именно таким образом могли возникнуть барстеры, не связанные с шаровыми скоплениями.

[1]У барстера, расположенного около галактического центра (см. выше), наряду с 17-секундными импульсами, вызванными аккрецией газа, обнаружены значительно более «редкие» всплески термоядерного происхождения.

§ 24. Черные дыры и гравитационные волны

Основоположник теории внутреннего строения звезд выдающийся английский ученый А. С. Эддингтон был, как известно, крупнейшим знатоком общей теории относительности. Он впервые во время солнечного затмения в 1919 г. измерил предсказанное Эйнштейном отклонение светового луча от удаленной звезды в поле тяготения Солнца. Тем интереснее полное горького пессимизма замечание Эддингтона, что общая теория относительности — это «красивый, но бесплодный цветок». Это замечание во времена Эддингтона было совершенно справедливо. Действительно, если специальная теория относительности буквально за несколько лет «завоевала» физику, а в течение последних десятилетий и технику (например, электронику), то совсем по-другому сложилась судьба общей теории относительности. Похоже на то, что она была создана гением Эйнштейна явно преждевременно. В самом деле, со времени публикации окончательного варианта этой теории (1916 г.) прошло около 70 лет. Этот огромный период в истории науки можно разделить на две части: до 1963 г. и после 1963 г. В течение первого периода общая теория относительности занимала весьма обособленное положение в физике и астрономии, будучи с ними почти не связанной. Столь необычная ситуация объясняется ничтожно малой величиной поправок, которую в ньютонову теорию гравитации вносит общая теория относительности в «нормальных» лабораторных или космических условиях. В самом деле, эти поправки по порядку величины равны отношению ньютоновского гравитационного потенциала к квадрату скорости света, т. е. GM/c^2R. Можно убедиться, что почти для всех объектов Галактики эти поправки меньше, чем 10^{-6}, и только для белых карликов с их сравнительно высоким гравитационным потенциалом поправки достигают $3 \cdot 10^{-4}$. В то же время применение эффектов общей теории относительности к космологии (Фридман) не могло контролироваться адекватными наблюдениями галактик, так как эти наблюдения ограничивались красными смещениями $\Delta\lambda/\lambda = z \sim 10^{-2}$.

В сущности говоря, все величественное здание теории опиралось на три предсказанных ею эффекта, которые были настолько малы, что измерялись только на пределе возможности тогдашней измерительной техники. Речь идет об отклонении светового луча в поле солнечного тяготения, о гравитационном красном смещении и об очень медленном движении перигелия Меркурия. Диспропорция между величием теоретических построений и ничтожностью конкретных приложений была разительной.

Ситуация резко изменилась начиная с 1963 г., когда были открыты *квазары* с их огромным красным смещением, несомненно, космологической природы. Переменность оптического и радиоизлучения этих объектов приводит к выводу об их компактности, что в сочетании с их большими массами позволяет ожидать значительных релятивистских поправок к их гравитационному потенциалу. В 1965 г. было открыто *реликтовое излучение* Вселенной, отражающее ее физическое состояние, когда она была в десятки тысяч раз моложе, чем сейчас. Тем самым релятивистская космология получила настоящий фундамент, основывающийся на конкретных астрономических наблюдениях. Еще через два года, в 1967 г., были открыты *пульсары*, оказавшиеся нейтронными звездами. Для них поправки, вносимые общей теорией относительности в ньютонову теорию гравитации, уже нельзя считать малыми. Наконец, в 1971 г. были открыты рентгеновские звезды, которые

сделали вполне реальной проблему обнаружения черных дыр — объектов, которые просто нельзя понять без общей теории относительности.

Все эти выдающиеся открытия наблюдательной астрономии сделали наконец-то общую теорию относительности необходимой для изучения и понимания фундаментальных свойств Вселенной. С другой стороны, бурное развитие техники физических измерений, являющееся следствием переживаемой нами научно-технической революции, резко увеличило возможности наблюдательной проверки эффектов общей теории относительности. Если раньше экспериментальным основанием теории относительности было измерение известных трех эффектов (см. выше), то сейчас можно указать по крайней мере на 20 *различных* опытов, из которых 15 уже выполнены. Для выполнения этих весьма важных экспериментов широко используются достижения радиоастрономии, лазерной и космической техники, радиолокации. Например, ожидаемое различие в ходе часов на поверхности Земли и на спутнике, движущемся по синхронной орбите, равно $\Delta P/P \sim 5 \cdot 10^{-10}$, в то время как стабильность водородных мазерных часов составляет $\Delta P/P \sim 5 \cdot 10^{-13}$ за много месяцев. Приведем еще один пример. Согласно общей теории относительности, расстояние между Землей и Луней должно периодически меняться с амплитудой около 1 м, в то время как современная лазерная техника позволяет измерить это расстояние с точностью до 15 см. Наконец, стоит упомянуть, что отклонение луча в поле тяготения Солнца сейчас с наибольшей точностью измеряется радиоинтерферометрическим методом, причем источниками радиоизлучения являются квазары. В ближайшие годы точность этих измерений будет доведена до 10^{-3} от измеряемой величины. Новые прецизионные измерения позволят уточнить общую теорию тяготения, которую, как всякую живую область науки, отнюдь нельзя считать законченной и раз навсегда данной.

Мы сейчас остановимся на эффектах общей теории относительности, которые следует ожидать на заключительной стадии эволюции некоторых звезд. Речь пойдет о едва ли не самой «горячей» проблеме современной астрофизики — проблеме черных дыр. Как уже неоднократно упоминалось, после исчерпания запасов ядерного горючего достаточно массивные звезды ($M > 2{,}5 M_{\odot}$) должны катастрофически сжиматься «в точку», так как никакая сила уже не может противодействовать сжимающей такую звезду силе гравитации. В принципе, конечно, такая звезда может на заключительной фазе своей эволюции сбросить (например, во время взрыва, приводящего к образованию сверхновой) «лишнюю» массу, и тогда катастрофически сжимающаяся звезда «застабилизируется» как нейтронная. Трудно, однако, ожидать, чтобы звезда на этой фазе эволюции «точно знала», сколько ей надо сбросить массы, чтобы катастрофического сжатия в точку не произошло. Во всяком случае, не видно причин, почему бы не существовали достаточно массивные звезды, которые в конце своей эволюции неограниченно сжимались бы. Так как во время гравитационного коллапса механическое равновесие звезды нарушается *резко* (т. е. сила тяготения на конечную величину превосходит силу, вызванную перепадом газового давления), то сжатие звезды происходит практически со скоростью свободного падения. Через время $t_1 \sim 1/\sqrt{6\pi G\rho}$ звезда сожмется достаточно сильно для того, чтобы гравитационный потенциал стал таким большим, что необходимость учета поправок общей теории относительности становится очевидной. Если, например, средняя плотность звезды при начале коллапса $\sim 10^6$ г/см^3 (что близко к плотности изотермического вырожденного ядра у проэволюционировавшей звезды), то $t_1 \sim 1$ с.

Задача о характере поля тяготения в сферически-симметричном случае с учетом эффектов общей теории относительности сразу же после опубликования классической работы Эйнштейна была точно решена выдающимся немецким астрофизиком К. Шварцшильдом (отцом ныне здравствующего профессора М. Шварцшильда, так много сделавшего для теории эволюции звезд). Пользуясь решением К. Шварцшильда, можно найти зависимость радиуса коллапсирующей звезды от времени так, как это представляется по часам

«внешнего» (например, земного) наблюдателя:

$$r = r_g + (r_1 - r_g)e^{-\frac{c(t-t_1)}{2r_g}}, \tag{24.1}$$

где $r_g = 2GM/c^2$ — так называемый «гравитационный радиус», а сфера радиуса r_g называется «сферой Шварцшильда». Заметим, что для Солнца $r_g = 2{,}96$ км, а для Земли $r_g = 0{,}44$ см, r_1 — радиус звезды в момент t_1, причем в формуле (24.1) предполагается, что $(r_1 - r_g) \ll r_g$. Напомним, что радиусы нейтронных звезд только в несколько раз больше их гравитационного радиуса. Применение решения К. Шварцшильда к проблеме коллапса невращающейся звезды вполне законно, так как мы можем рассматривать движение каждой точки на поверхности коллапсирующей звезды как свободное падение в сферически-симметричном поле тяготения. Из формулы (27), таким образом, следует, что с точки зрения внешнего наблюдателя при приближении r к r_g скорость сжатия асимптотически замедлится практически до нуля. Внешний наблюдатель *никогда* не зафиксирует переход сжимающейся звезды *под* сферу Шварцшильда — ведь по его часам для этого сжимающейся звезде потребуется бесконечно большое время. А между тем воображаемый наблюдатель, находящийся на сжимающейся звезде и коллапсирующий вместе с ней, никаких особенностей, связанных с пересечением сферы Шварцшильда, не заметит. По его часам пройдут считанные секунды, в течение которых звезда и он сам сожмутся в точку. Здесь эффекты общей теории относительности проявляют себя самым разительным образом. Грубо говоря, смысл этих эффектов состоит в том, что в очень сильном гравитационном поле скорость течения всех процессов (по часам внешнего наблюдателя) крайне замедляется.

С точки зрения внешнего наблюдателя в процессе гравитационного коллапса светимость звезды при приближении ее радиуса к гравитационному будет катастрофически быстро падать. Это падение светимости обусловлено совместным действием гравитационного красного смещения, эффекта Доплера и аберрации света. На основе теории К. Шварцшильда можно получить следующее выражение для зависимости светимости коллапсирующей звезды от времени:

$$L = L_0 e^{-\frac{2c}{3\sqrt{3}r_g}(t-t_1)}. \tag{24.2}$$

В пределе при $t \to \infty$ светимость $L \to 0$, так же как и частота излучения. Для наблюдателя же, связанного с коллапсирующей звездой, светимость (по его часам!) может даже расти. С точки зрения же внешнего наблюдателя коллапсирующая звезда практически перестанет излучать и прекратит свое сжатие у $r \sim r_g$ за время (по его часам!) $\sim r_g/c$, т. е. $\sim 10^{-5}$ с. Сказанное относится не только к фотонному, но и к нейтринному излучению коллапсирующей звезды. Как показал В. Л. Гинзбург, магнитное поле коллапсирующей звезды при $r \to r_g$ также как бы исчезает для внешнего наблюдателя.

Таким образом, для внешнего наблюдателя за очень короткое время $\sim 10^{-5}$ с коллапсирующая звезда как бы «пропадает». Такой объект получил весьма образное название «черной дыры». Никакое излучение — фотонное, нейтринное или корпускулярное,— из такой «дыры» уже не выходит. Единственное, что остается от этой звезды для внешнего мира,— это ее гравитационное поле, определяемое массой. Если, например, в двойной системе одна из компонент сколлапсирует, то это ничуть не отразится на движении второй компоненты.

Учет вращения звезды осложняет картину гравитационного коллапса, но качественно ее не меняет. Следует, однако, подчеркнуть, что никакое вращение не может предотвратить коллапс. Конечной стадией эволюции достаточно массивных объектов после исчерпания запасов ядерной энергии должен быть коллапс.

Точное решение задачи общей теории относительности для сферически-симметричного вращающегося гравитирующего тела было дано сравнительно недавно, в 1963 г., Керром. Это решение отличается большим изяществом и открывает возможность для довольно любопытных теоретических умозаключений. Применение этого решения к проблеме коллапса вращающейся звезды имеет своим следствием только некоторое отличие характеристик гравитационного поля вблизи сколлапсировавшей звезды от шварцшильдовского решения. Итак, от сколлапсировавшей звезды остаются для внешнего наблюдателя только ее характеристики: 1) масса M, 2) вращательный момент K. Характерное «стирание» индивидуальных характеристик коллапсирующих звезд при их асимптотическом приближении к гравитационному радиусу известный американский физик Уиллер пояснил таким афоризмом: «черные дыры не имеют волос...»

В последние годы теоретики довольно много занимались абстрактными математическими свойствами черных дыр. Например, исследовались возможности столкновения черных дыр с обыкновенными звездами и между собой. Оказывается, что после таких столкновений могут образовываться новые черные дыры, причем в течение короткого времени $r_g/c \approx 10^{-5}$ с они будут находиться в сильно возмущенном состоянии, характеризующимся мощным излучением гравитационных волн (см. ниже), после чего они опять «успокаиваются». Самым общим образом было доказано несколько важных математических теорем о черных дырах. Сформулируем две из них: а) образовавшаяся каким-либо способом черная дыра никогда не может быть разрушена; б) одна черная дыра никогда не может разделиться на две черные дыры, хотя обратный процесс возможен.

Недавно, однако, английский теоретик Хоукинг показал, что, строго говоря, теорема а) неверна: образовавшиеся каким-либо образом черные дыры очень малой массы с течением времени как бы «испаряются». Остановимся на этом любопытном феномене, казалось бы, разрушающем все наши представления о черных дырах, более подробно. Согласно взглядам современной физики, вакуум представляет собой отнюдь не абсолютную пустоту, в которой движутся различные материальные тела. На самом деле вакуум — как бы огромный резервуар, наполненный всевозможными, так называемыми «виртуальными» частицами и античастицами.

При отсутствии внешних воздействий (например, полей) эти «виртуальные» частицы не «материализуются», их как бы нет. Однако достаточно сильные или переменные поля (электрическое, гравитационное) вызывают *превращения виртуальных частиц в материальные*, которые вполне могут быть наблюдаемы.

Хоукинг обратил внимание на то, что коллапсирующую звезду нельзя считать абсолютно застывшей. Характерное время изменения всех процессов, очевидно, равно гравитационному радиусу, поделенному на скорость света, т. е.

$$\tau = r_g/c. \tag{24.3}$$

Другое дело, что сама *величина* этих процессов по мере гравитационного коллапса становится очень малой — звезда как бы застывает. Суть дела, однако, в том, что изменяющееся гравитационное поле «материализует» только те виртуальные частицы (например, фотоны), у которых частота равна характерной частоте изменения гравитационного поля, т. е. $\nu_g = \frac{1}{\tau} = \frac{c}{r_g}$. Поэтому в гравитационном поле «застывшей» звезды — черной дыры должны непрерывно рождаться кванты с частотой, равной ν_g. Имеет место своеобразный резонанс.

Согласно расчетам Хоукинга, черная дыра с массой М излучает как абсолютно черное тело, температура которого

$$T = \frac{\hbar c^4}{k\pi r_g} = \frac{10^{26}}{M}, \tag{24.4}$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ — постоянная Планка, $k = 1{,}4 \cdot 10^{-16}$ — постоянная Больцмана. Мощность излучения черной дыры

$$L \approx \frac{\hbar c^2}{r_g^2} \approx 10^{20} \left(\frac{10^{15}}{M}\right)^2 \text{ эрг/с}, \tag{24.5}$$

где M — масса черной дыры, выраженная в граммах.

За счет этого излучения черная дыра теряет массу, а размеры ее непрерывно уменьшаются. Из формул (24.4) и (24.5) видно, что для «обычных» черных дыр, масса которых $M = 2 \cdot 10^{33}$ г, температура $T \approx 10^{-7}$ К, а мощность излучения примерно равна 10^2 эрг/с, т. е. ничтожно мала. Такие звездные дыры излучают в диапазоне сверхдлинных (многокилометровых) радиоволн. Другое дело, если масса черной дыры маленькая. Такие «мини-дыры» в принципе могут существовать как «реликт» отдаленной эпохи, когда возраст Вселенной был значительно меньше микросекунды. По мере «таяния» («испарения») малой черной дыры мощность излучения и его жесткость будет расти и в конце концов малый остаток дыры как бы взорвется, породив вспышку жесткого гамма-излучения. Любопытно отметить, что последние 10^9 г черная дыра излучает за 0,1 с. За это время вырабатывается энергия $mc^2 = 10^{30}$ эрг, соответствующая энергии взрыва миллиона мегатонных водородных бомб! Время жизни черной дыры определяемое таким процессом испарения, будет

$$t = 10^{10} \left(\frac{M}{10^{15}}\right)^3 \text{ лет}. \tag{24.6}$$

Отсюда видно, что если черные дыры образовались $\sim 10^{10}$ лет тому назад, когда Вселенная была очень маленькая и плотная, то до нашей эпохи могли «дожить» только такие дыры, масса которых больше 10^{15} г. Именно такие дыры (если они, конечно, существуют...) и должны «взрываться» в наше время. Из того факта, что таких вспышек мы не наблюдаем, можно сделать вывод, что по крайней мере в Солнечной системе таких «реликтов» нет и что только очень малая часть массы Вселенной может находиться в форме малых черных дыр. Любопытно отметить, что у черной дыры с массой 10^{15} г, т. е. миллиард тонн, гравитационный радиус $\sim 10^{-13}$ см, что близко к классическому радиусу электрона...

Огромный теоретический интерес представляет характер коллапса с точки зрения воображаемого наблюдателя, находящегося на коллапсировавшем теле. Как уже говорилось, момент прохождения сжимающейся звездой шварцшильдовской сферы для такого наблюдателя ничем не выделен. Хотя полной ясности по поводу судьбы сжимающейся звезды у ученых пока нет, все же не видно причин, почему бы ей не сжаться в точку. Высказывались робкие надежды, что ситуация может быть другой при плотности $\sim 10^{93}$ г/см^3 (!). При таких плотностях должны становиться существенными квантовые явления в сильных гравитационных полях, хотя что это такое, никто толком сейчас не знает. Разумеется, как уже подчеркивалось выше, с точки зрения внешнего наблюдателя такая ситуация никогда не реализуется. Но это не значит, что обсуждение этой проблемы лишено какого бы то ни было физического смысла. Ведь шварцшильдовская сфера существует отнюдь не только у звезд. Любая масса, в частности, сколь угодно большая, имеет свой гравитационный радиус. Известно, что если бы средняя плотность вещества во Вселенной превосходила $\sim 10^{-29}$ г/см^3, Вселенная была бы замкнутой. Но это то же самое, что вся Вселенная находилась бы под своим гравитационным радиусом. При современном уровне наблюдательной астрономии нельзя исключить возможность. того, что если не вся Вселенная, то ее отдельные, достаточно большие и массивные части находятся внутри своих шварцшильдовских сфер. Например, некоторые теоретики считают, что в ядрах галактик имеются весьма массивные черные дыры. Заметим, что средняя плотность вещества внутри шварцшильдовской сферы $\bar{\rho} \propto 1/M^2$. Поэтому, если масса черной дыры M достаточно велика (например, $\sim 10^8 \div 10^9 M_\odot$), то средняя плотность будет сравнительно низкой, и

там, в принципе, могут находиться не только воображаемые, но и вполне реальные наблюдатели. Таким образом, вопрос о том, сжимается ли коллапсирующий объект в точку (т. е. до *бесконечно* высокой плотности) или что-то ему это сделать мешает, представляет отнюдь не абстрактный интерес. Еще раз подчеркнем, что однозначного ответа на этот вопрос пока еще наука не дает.

Однако при всей важности этих проблем для астрофизиков (да и не только астрофизиков) основное — это обнаружить во Вселенной *реальные* (так сказать, «живые», хотя и лишенные «собственных волос») черные дыры.

В принципе сейчас можно указать по крайней мере на три вида таких наблюдений: 1. Поиски «невидимых» черных дыр в двойных (или кратных) звездных системах. 2. Поиски черных дыр в двойных звездных системах, являющихся мощными источниками рентгеновского излучения. 3. Поиски гравитационного излучения, сопутствующего коллапсу.

Что касается поисков невидимых, но достаточно массивных компонент в двойных системах, то следует заметить, что эта задача столь же трудна, как и неопределенна. Хотя разные авторы в последние годы обращали внимание на несколько «подозрительных» двойных систем (в том числе знаменитая система β Лиры, а также δ Близнецов, ε Водолея и ряд других объектов), результаты их анализа все же не отличаются определенностью, а главное, однозначностью. Ведь «невидимость» массивной компоненты не обязательно объясняется ее «чернодырной» природой. Звезды обнаруживают удивительное разнообразие характеристик, особенно в двойных системах (см. § 14). Кроме того, нельзя исключить возможность того, что вокруг «подозреваемой» звезды имеется пылевое облако, делающее ее невидимой.

Значительно более перспективными представляются попытки обнаружить черные дыры в тесных двойных системах по рентгеновскому излучению одной из компонент. В предыдущем параграфе мы уже довольно подробно обсуждали рентгеновские пульсары, являющиеся нейтронными звездами, излучающими в рентгеновском диапазоне по причине аккреции. Можно себе представить совершенно таким же образом тесную двойную систему, одной из компонент которой является черная дыра. «Оптическая» компонента у такой системы может заполнять свою полость Роша и мощная струя газа будет падать на черную дыру. Так как струя газа несет с собой большой вращательный момент, то она образует вокруг черной дыры быстро вращающийся газовый диск. Частицы, образующие диск, будут вращаться вокруг черной дыры приблизительно по закону Кеплера. Из-за вязкости частицы диска будут непрерывно терять вращательный момент и часть их будет постепенно «оседать» в черную дыру. В процессе такого оседания, как можно показать, газ будет излучать во внешнее пространство часть своей гравитационной потенциальной энергии.

В процессе оседания газа в черную дыру температура внутренних частей диска станет очень высокой. Такой диск может быть мощным источником рентгеновского излучения. Мощность и спектр излучения в первом приближении такие же, как и от нейтронных звезд — рентгеновских пульсаров. Разумеется, рентгеновское излучение при аккреции газа на черную дыру не может носить характер строго периодических импульсов (как у Геркулеса X-1 и Центавра X-3). Но ведь далеко не все рентгеновские пульсары — нейтронные звезда — излучают «секундные» импульсы. Этому может, например, помешать сильное рассеяние или «неблагоприятная» (по отношению к земному наблюдателю) ориентация оси вращения нейтронной звезды. В то же время рентгеновский источник — горячий компактный диск, вращающийся вокруг нейтронной звезды, может из-за своего орбитального движения вокруг «оптической компоненты» периодически затмеваться точно так же, как и рентгеновский пульсар.

Таким образом, в принципе, среди рентгеновских источников — компонент тесных двойных систем могут быть и черные дыры. Решающий тест, позволяющий отличить

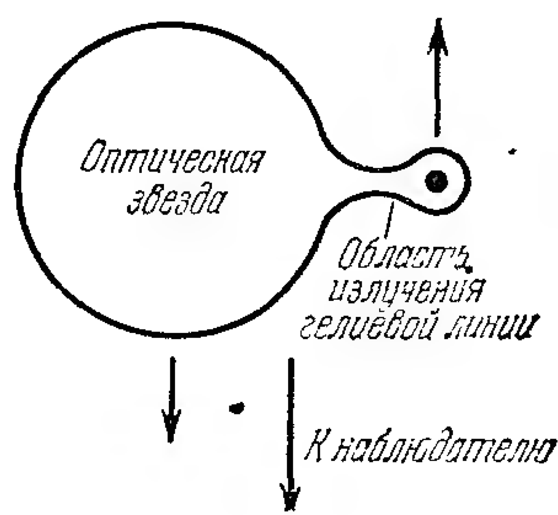


Рис. 24.1. Схема, поясняющая вариации лучевых скоростей линии He II 4486 в «антифазе» с линиями поглощения оптической компоненты системы.

черную дыру от нейтронной звезды, состоит в определении массы такого рентгеновского источника. К сожалению, эта задача оказывается далеко не простой. Из зависимости лучевых скоростей оптической звезды от времени, вызванной ее орбитальным движением вокруг центра тяжести системы, можно получить только функцию масс (см. § 1), но отнюдь не массу «невидимого» рентгеновского источника. Если бы рентгеновский источник имел пульсирующую строго периодическую компоненту, то в сочетании с анализом кривой лучевых скоростей оптической компоненты можно было бы определить массы каждой из компонент. Но в случае рентгеновского источника, связанного с черной дырой, пульсирующей компоненты в рентгеновском излучении не может быть. При такой ситуации приходится применять разного рода косвенные методы, далеко не всегда надежные.

Уже несколько лет обсуждается возможность того, что яркий рентгеновский источник Лебедь X-1 обусловлен черной дырой. Как известно, этот источник надежно отождествляется с яркой звездой класса B, у которой длины волн спектральных линий меняются с периодом 5,6 дня. И вот появилось сообщение, что длина волны линии *излучения* ионизованного гелия в спектре этой звезды меняется с тем же периодом, но с противоположной фазой. Если бы эти наблюдения подтвердились, то естественно было бы считать, что эта линия излучения возникает не в атмосфере «оптической» звезды, а в газовой струе около рентгеновского источника или в окружающем его диске. Тогда понятно, почему изменения лучевых скоростей этой линии противоположны по фазе изменениям лучевых скоростей других линий (рис. 24.1). Из измеренного отношения амплитуд лучевых скоростей, как легко понять, непосредственно находится отношение масс. Так как масса оптической звезды класса B около $20M_\odot$, а отношение амплитуд лучевых скоростей как будто оказалось равным 1 : 2, то сразу же следовал важнейший вывод, что масса рентгеновской звезды около $10M_\odot$. Так как верхний предел массы нейтронных звезд около $2{,}5M_\odot$, то выходило, что источник Лебедь X-1 — черная дыра. Большинство исследователей в настоящее время (1983 г.) считают, что компактная рентгеновская компонента Лебедя X-1 имеет массу, превышающую шесть солнечных, следовательно, является черной дырой.

С проблемой сверхмассивных черных дыр должна быть тесно связана общая проблема активности ядер галактик и квазаров, которой уделялось так много времени в астрономии в течение последнего десятилетия.

Теперь настала пора поговорить о приеме гравитационного излучения как методе обнаружения коллапса звезд. Но прежде всего читатель должен получить хотя бы самое общее представление о гравитационных волнах.

Из закона всемирного тяготения Ньютона следует, что гравитационная сила убывает с расстоянием как r^{-2}. Заметим, однако, что вызывающее притяжение тело предполагается при этом точечным либо сферическим. Представим себе теперь, что притяжение вызывают массы, движущиеся в пределах области, размеры которой малы по сравнению с расстоянием до точки наблюдения. В этом случае мы можем разделить силу притяжения в точке наблюдения на две части. Первая часть, являющаяся главной, равна GM/r^2,

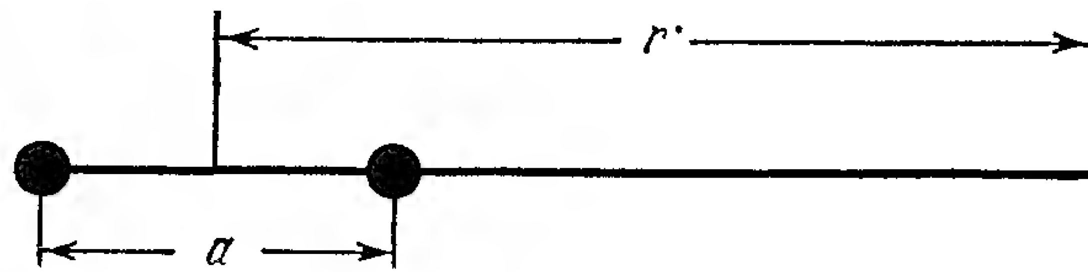


Рис. 24.2. Схема гравитационного квадруполя.

где M — сумма масс тел, а r — расстояние от точки наблюдения до центра тяжести системы масс, вызывающих притяжение. Вторая часть силы притяжения носит характер небольшой добавки и зависит от относительного расположения масс. Можно показать, что по порядку величины эта «добавка» равна GMa^2/r^4. На рис. 24.2 приведена простейшая схема, иллюстрирующая сказанное. Дополнительная сила в этом случае равна $\frac{GM_1}{(r+a)^2} + \frac{GM_2}{(r-a)^2} - \frac{G(M_1+M_2)}{r^2} \approx \frac{2GMa}{r^4}$ (где положено $M_1 = M_2 = M$). Величина, пропорциональная Ma^2г, носит название «квадрупольный момент». Квадрупольный момент отличен от нуля не только для системы тел, но и для любого несимметричного тела (например, трехосного эллипсоида). Квадрупольный момент может меняться со временем. Так будет, например, у двойной звездной системы или вращающегося несимметричного тела. В этих случаях он будет меняться со временем строго периодически. Следовательно, на основании ньютоновской теории тяготения обусловленное квадрупольным моментом ускорение «пробной» частицы в точке наблюдения будет также периодически меняться с той же фазой, без всякой «задержки». Ведь теория Ньютона исходит из концепции *мгновенного дальнодействия*.

Обратим теперь внимание на то, что в поле тяготения регистрирующие приборы могут измерять только *относительные* ускорения, т. е. *разность* ускорений в двух точках. Относительное ускорение от точечного или сферически-симметричного тела меняется с расстоянием как $1/r^3$ — это хорошо известное выражение для приливных сил. Квадрупольная составляющая гравитации от системы тел или несимметричного тела вызывает относительное ускорение, равное $\sim GMa^2l/r^5$, где l — расстояние между двумя пробными частицами. Мы видим, что это относительное ускорение очень быстро убывает с расстоянием.

Релятивистская теория тяготения в этом пункте радикально расходится с ньютоновской. Согласно общей теории относительности для $r > ct$ (где t — характерное время изменения квадрупольного момента, например, период орбитального движения двойной системы звезд или период осевого вращения несимметричного тела), относительное ускорение, обусловленное квадрупольным моментом, меняется не как r^{-5}, а как r^{-1}. При этом, если изменение со временем квадрупольного момента носит периодический характер, фаза этих относительных ускорений смещена на величину r/cr. Все это означает, что меняющийся со временем квадрупольный момент гравитирующего тела (или системы тел) создает на больших расстояниях специфическое гравитационное поле, имеющее характер распространяющейся со скоростью света *волны*. Можно показать, что гравитационные волны *поперечны* и *поляризованы*.

Принципиальное различие между эйнштейновской и ньютоновской теорией тяготения ярко выявляется на примере кеплеровского движения в двойной звездной системе. Согласно классической теории Ньютона такая система (если считать, что звезды имеют «точечные» размеры) сколь угодно долго сохраняет свою энергию. Наоборот, согласно теории тяготения Эйнштейна такая система должна непрерывно терять энергию на излучение гравитационных волн. Этот эффект особенно силен для тесных двойных систем (см. § 22, где речь шла о возможности объяснения пульсаров системами двойных нейтронных звезд). На достаточно больших расстояниях от двойной системы относительное ускорение, обусловленное гравитационной волной, на много порядков превосходит обыч-

ное приливное «статическое» ускорение, создаваемое такой системой, которое убывает как r^{-3}.

Какие же космические объекты являются источниками гравитационного излучения? Прежде всего — это тесные двойные (или кратные) системы. Усредненная по периоду обращения мощность гравитационного излучения от двойной системы дается формулой

$$L_g = \frac{32}{5}\frac{G^4}{c^5}\frac{M_1^2 M_2^2 (M_1 + M_2) f(e)}{a^5}, \tag{24.7}$$

причем частота гравитационного излучения равна удвоенной частоте орбитального движения (т.е. $4\pi/T$, где T — период системы), M_1 и M_2 — массы компонент, a — большая полуось орбиты, $f(e)$ — некоторая функция эксцентриситета орбиты e, меняющаяся с ростом e от 1 до весьма больших значений. По этой формуле можно найти, что мощность гравитационного излучения Юпитера, движущегося по своей орбите, $L_g = 5 \cdot 10^{10}$ эрг/с — величина совершенно ничтожная (~ 5 киловатт — всего лишь!). Однако у тесных двойных систем мощность гравитационного излучения несравненно больше. У некоторых систем (например, UV Льва) она доходит до $2 \cdot 10^{32}$ эрг/с, что составляет 5% от светимости Солнца. Потоки гравитационного излучения от ближайших к нам таких звездных систем доходят до 10^{-10} эрг/см$^2 \cdot$ с. Это близко к потоку световой энергии от звезды 15-й видимой величины. Полный поток гравитационного излучения на Земле от всех звезд в Галактике должен быть около 10^{-9} эрг/см$^2 \cdot$ с, причем частота этого излучения, определяемая средними орбитальными периодами, порядка 10^{-4} с$^{-1}$.

Другим источником гравитационного излучения являются вращающиеся вокруг своих осей звезды с несимметричным распределением массы (например, трехосные эллипсоиды). Мощность гравитационного излучения- такой звезды определяется формулой (22.3) (см. § 22).

Частота излучаемых гравитационных волн равна удвоенной частоте осевого вращения, что является общим свойством квадрупольного излучения. Обращает на себя внимание очень сильная зависимость L_g от Ω. Из нее следует, что из всех вращающихся звезд наиболее сильное гравитационное излучение следует ожидать от пульсаров и прежде всего от самого короткопериодичного пульсара, расположенного в Крабовидной туманности. В § 20 мы уже обратили внимание на несоответствие возраста этого пульсара, полученного из анализа его торможения (1170 лет), и реального возраста Крабовидной туманности (920 лет). Это несоответствие можно устранить, если предположить, что наряду с магнитодипольным излучением и «пульсарным ветром» этот пульсар излучает гравитационные волны, причем мощность последних составляет $\sim$ 20% от полной излучаемой мощности и достигает $\sim\ ---2 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Такое гравитационное излучение согласно формуле (22.3) § 22 будет иметь место при значении «параметра трехосности» $\varepsilon_e = 10^{-4}$, т. е. при совершенно ничтожном отклонении формы нейтронной звезды от сфероида. Если несоответствие вычисленного и «реального» возрастов пульсара NP 0531 объясняется его гравитационным излучением, то поток последнего у Земли будет $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ эрг/с, что в сотни раз больше, чем от самых «благоприятных» двойных систем. При будущих попытках обнаружения гравитационного излучения от этого пульсара большое значение будет иметь знание с огромной точностью частоты гравитационного излучения и изменений этой частоты со временем. Автор этой книги глубоко убежден, что если когда-нибудь будет обнаружено гравитационное излучение от какого-либо космического объекта, то этим объектом будет пульсар в Крабовидной туманности. Последняя, как мы знаем, уже не раз обогащала астрономическую науку открытиями, первостепенной важности. Я верю, что эта замечательная туманность и в будущем останется верной этой хорошей традиции...

От каких еще объектов можно надеяться в будущем обнаружить гравитационное излучение? Оказывается, что мощный импульс такого излучения длительностью короче секунды следует ожидать в момент гравитационного коллапса звезды, сопутствующего ее

взрыву как сверхновой. Конечно, в нашей Галактике такие явления происходят чрезвычайно редко, примерно раз в столетие. Но количество энергии в гравитационном импульсе может быть настолько велико ($\sim 10^{50}$ эрг!), что даже если сверхновая вспыхнет не в нашей Галактике, а в какой-либо другой звездной системе, удаленной от нас на десятки миллионов парсек, то поток от нее будет достаточно велик. Спектр этого гравитационного излучения довольно широкий. Наконец, нельзя исключить, что специфические, пока еще не нашедшие объяснения процессы, происходящие в ядрах галактик (в том числе и нашей Галактики) могут приводить к «всплескам» гравитационного излучения. Таким образом, со всех направлений неба следует ожидать весьма кратковременных импульсов гравитационного излучения от весьма удаленных объектов. Разумеется, прогнозировать моменты таких импульсов нет никакой возможности. Нужна специальная служба неба, причем гравитационных детекторов должно быть несколько. Дело в том, что такие детекторы будут непрерывно регистрировать разного рода помехи, в особенности «микросейсмы», т. е. непрерывные колебания земной коры. Только совпадающие по времени импульсы, полученные на разных станциях, должны приниматься в расчет. Несомненно, что обнаружение (в будущем) гравитационного излучения от таких объектов, как взрывающиеся звезды и ядра галактик, обогатит астрономию принципиально новым методом исследования, возможности которого сейчас очень трудно предвидеть[1].

В заключение этого параграфа стоит сказать хотя бы несколько слов о технике экспериментов по измерению гравитационного излучения. Прежде всего необходимо подчеркнуть исключительную трудность этой задачи. Дело в том, что сама величина относительного ускорения пробного тела, которую надлежит измерить, невообразимо мала. Например, если два пробных тела удалены друг от друга на расстояние земного радиуса ($6{,}3 \cdot 10^8$ см), то относительное ускорение в поле гравитационной волны, излученной двойной системой, удаленной от нас на расстояние 10 пс, в которой массы компонент близки к массе Солнца, а период обращения составляет 8 часов, будет $\sim 10^{-24}$ см/с^2. Никакая современная измерительная техника не может даже помышлять об измерении таких ничтожно малых величин. Тем не менее приемники гравитационного излучения (рассчитанные, конечно, на прием несравненно больших мощностей) разработаны и первые эксперименты уже проведены.

Мыслимо много типов приемников гравитационного излучения. Общим свойством предложенных схем является предельное использование всех возможностей современной измерительной техники, основывающейся в значительной степени на электронике. Однако реальных измерений гравитационного излучения, которые были бы вполне достоверны, пока еще нет.

[1]Двойной радиопульсар PSR 1913+16, обе компоненты которого — нейтронные звезды с массой $\sim 1{,}4 M_{\odot}$, имеющие период орбитального движения 7,75 часа, должен быть генератором гравитационных волн. Это мощное излучение непрерывно меняет орбиту системы. Такие изменения, по-видимому, обнаружены, что является доказательством реальности гравитационного излучения.

Предметный указатель

Аккреция, 245, 246
Антинейтрино, 111
Ассоциации звездные, 49, 81, 84
Астрономия внеатмосферная, 25
инфракрасная, 7–8
нейтринная, 8
оптическая, 6
рентгеновская, 6–7, 174, 266
субмиллиметровая, 7–8

Барстеры, 288–289
Белые карлики, 10, 17–18, 118, 146–147, 152–153, 222
время охлаждения, 125
зависимость «масса—радиус», 122–124
зависимость «светимость—поверхностная температура», 124–125
излучение, 124
количество в Галактике, 147
массы, 122
напряженность магнитного поля, 125
образование, 153
особенности, 118
расщепление спектральных линий поглощения, 125
строение, 118, 124, 132
тепловая энергия, 125
условия в недрах, 118–122, 124

Вакуум, 34
Вега, 8
Веерная диаграмма направленности, 259
Волновой пакет, 248
Вселенная, 8–9
возраст, 170
плотность, 41
состояние вещества, 92
Вырождение, 119

Газ
вырожденный, 120–121, 123
уравнение состояния, 121
идеальный, 91, 119
межзвездный, 19, 24–27, 29–31, 33–35, 37–40, 50–52
движение, 39, 40
температура, 28, 37–38
тепловая неустойчивость, 38
фрагментация, 38, 69
Газово-пылевое облако в Змееносце, 75–76
Газово-пылевой комплекс в Орионе, 77
Газово-пылевые
комплексы, 38, 43–44, 46–52, 69, 77–80
образование, 44, 69
облака, 75
конденсация в звезды, 72–73, 77
Галактика
возраст, 45
дифференциальное вращение, 39
составляющие, 19–21
«химическая история», 210
Гипотеза
осцилляций, 114
Фаулера, 114
Гравитационное излучение, 295–299
Гравитационные волны, 8, 296–298
Гравитационный радиус, 292

Дева-A, 266
Диаграмма Герцшпрунга-Рессела, 17–19, 21, 133
особенности для звездных скоплений, 138–143
физический смысл, 126, 133–135

Единица солнечных нейтрино, 113, 115

Зависимость
«масса-светимость», 98, 99
«период-средняя плотность», 228
радиуса коллапсирующей звезды от времени, 291
светимости от времени, 292
Закон
Вина, 94
Кеплера третий, 16
Рэлея-Джинса, 41
Стефана-Больцмана, 15, 93
Звездная величина, 12–13, 15
Звездные скопления
оценка возраста, 140–142
первоначальный состав, 141

Звездный ветер, 47
«Звездотрясения», 245, 255
Звезды
ассоциации Ориона, 77
атмосферы, 88
взрывающиеся, 22
внутренние слои, 88, 91
возраст, 135
вспыхивающие карликовые, 10, 22
гиганты, 18
главной последовательности, 19
гравитационная энергия, 95
давление в центральной части, 90
движение газа в конвективных слоях, 101
двойных систем, обмен массами, 155–157
излучение, 96
источники энергии, 96, 102
карликовые, 13
коконы, 67
кратность, 154
магнитное поле, 216–217
массы, 16, 154
образование, 21, 45–47, 49–50, 57, 65, 66, 73, 77, 84
определение расстояний, 13
пекулярные, 16
переменные, 22
последовательности на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, 17–18
поток излучения, 97
причины взрывов, 209
равновесие гидростатическое, 88–90
размеры угловые, 12
светимость, 13, 15, 16, 95–97, 148
свойства вещества наружных слоев, 88
состав, 88
недр, 91
средняя молекулярная масса, 91
стадии эволюции, 133–138, 156–158, 221
температура
в центральных областях, 90–92
поверхности, 15
тепловая энергия, 94
типа
T Тельца, 80–81
U Близнецов, 159–160
UV Кита, эволюция, 137
Вольфа — Райе, 157, 217
Миры Кита, 65
условия в недрах, 122
характеристики химического состава, 91
наружных слоев, 14–16
цвет, 15, 16
шаровых скоплений, 20
эволюция в тесных двойных системах, 154
ядерная энергия, 96
Зоны (области) HI и HII, 30–39, 43, 44, 66–67, 73–74, 76–80

Излучение
гамма-, 6–7, 184
гравитационное, 193, 295–299
«жесткое», 6
молекул OH и H_2O, 55–59
реликтовое, 26, 290
рентгеновское, 6–7
ультрафиолетовое, 6
Инфракрасные «точечные» источники, 67, 77
Искусственные спутники Земли, 6–8, 14, 25, 33, 175, 184, 269, 270, 272, 284–287
Источники
жесткого рентгеновского (мягкого гамма-) излучения, 284–286
излучения линий OH и H_2O, 56–59, 63–66, 79–80
радиоизлучения, 5, 175–192, 207
рентгеновского излучения, 174–175, 180, 193

Карандашная диаграмма направленности, 259
Карлики белые, 97
Карликовые сверхновые, 217
Кассиопея A, 175–181, 183, 185–190, 209, 211, 217, 234
Квадрупольный момент, 297
Квазары, 9, 10, 183, 224, 290
Квантовая механика, 119–121
«Коконы» газово-пылевые, 73–77, 79
Коллапс, 291–295
Комплекс W3, 30–80
«Корона» Галактики, 19–21
Космические лучи первичные, 183, 184, 192, 209
биологические последствия, 192
Коэффициент поглощения, 97, 98
Крабовидная туманность, 166, 177, 179, 184, 187, 193, 231–233, 235, 249
активность центральной части, 202
возраст, 197
высокочастотное и радиоизлучение пульсара, 262–264
движение волокон, 197
магнитное поле, 199, 206, 232
масса, 197
релятивистских частиц, 200
«накачка» релятивистских электронов, 206, 207
поляризация оптического излучения, 201–202
природа излучения, 199
пространственная модель, 197, 198

пульсар в центре, 198, 206, 207, 227–228, 234, 235, 237–243, 245, 260–263, 265, 298
радиоизлучение, 197–199
расстояние, 203
рентгеновское излучение, 203–205, 266
спектр, 194–195, 197, 204, 205
спектральная плотность потока, 199
структура центральной части, 201, 203
форма и размеры, 195
Красные гиганты, 18, 70, 135, 146, 150, 217
время жизни, 147
количество в Галактике, 147
строение, 131–132
эволюция, 144, 146, 150, 153
Красные карлики, 137
Кривые одинакового возраста, 140–141
«Кулоновский барьер», 103

Лагранжевы точки, 155
Лазеры, 58
Лебедь А, 175
Лебедь X-1, 266, 271, 296
Лебедь X-2, 266, 268, 282, 288
Лебедь X-3, 275, 282
Ледниковые периоды и их причины, 116–117
Линии запрещенные, 30
межзвездные, 25, 55–58
Линия 21 см, 35–37, 40
Лучистое равновесие, 99

Магеллановы облака, 19
Магнитное поле межзвездное, 28, 34, 43–44, 47
Мазеры космические, 10, 55–68, 79–80
Мгновенное дальнодействие, 297
Межзвездная среда (межзвездные газ и пыль), 10, 24, 51–53
Мера дисперсии, 248–249
«Мистериум», 55–56, 58
Модели звезд, 126, 213, 221–222
главной последовательности, 128–131
красных гигантов, 131–132
неоднородные, 128
расчеты, 127–128
субкарликов, 131
Модель звезды
идеализированная, 211
Кардашева, 232–233
Молекулярные облака «околозвездные», 75

Население галактик I и II типа, 21
Нейтринный детектор, 112–113
Нейтрино, 110, 114
мюонные и электронные, 111, 114
поток из недр Солнца, 111
способы обнаружения, 111
Нейтронные звезды, 10, 211, 221–222, 229, 231, 242, 279, 286
активность, 242
магнитное поле, 125
модели, 253–265
Неустойчивость Рэлея — Тейлора, 44
Новоподобные звезды, 158–159
повторяемость вспышек, 159
Новые звезды, 22, 154, 158–159
повторяемость вспышек, 159

Облака межзвездной среды, 24, 27, 31, 33, 39, 43–44, 46–49, 51–54
молекулярные, 51–54
«темные и черные», 43
Обратный бета-распад, 111
Общая теория относительности, 291–292
Объект Клеймана — Лоу, 77

Парадокс Алголя, 154
Парсек, 13
Перенос энергии конвекцией, 99–101
Плазма, 119
Планетарные туманности, 144–153
время жизни, 146
массы, 146
распределение в Галактике, 145
расширение, 144
светимость, 144
скорость расширения, 150
состав наружных слоев, 145
число в Галактике, 146
ядра, 146–148
эволюция, 147
Планетные системы во Вселенной, 8
Плерионы, 177, 242
Плеяды, 160–161
причины переменности блеска звезд, 160
Плоская составляющая, 20–21
Плотность излучения, 29–30, 93
Поверхность
нулевой скорости, 155
Роша критическая, 155
Покраснение удаленных объектов, 27
Поле излучения, 93–94
изотропное, 93–94
интенсивность, 93
Полость Роша, 155
Последовательность главная, 17–18
Постоянная Хаббла, 170
Поток излучения, 4, 12, 93
Предсверхновая звезда, 213
Принцип Паули, 119–121
Протозвездные оболочки, 72, 75, 80
Протозвезды, 49, 52, 64, 68, 75–77, 80, 134–135

эволюция, 47–49, 69–75, 81–84, 134
Протон-протонная реакция, 104–106, 113
Пульсарный ветер, 258
Пульсары, 10, 154, 171, 177, 193, 198, 217–218, 224–265, 290
возраст, 235–236
количество в Галактике, 237
механизм пульсаций излучения, 228–230
модели, 253–265
модель Голда и Пачини, 234
неизотропность излучения, 234
открытие, 224–226
перерывы в радиоизлучении, 247
принадлежность к двойным системам, 245
пространственное распределение, 237
радиоизлучение, 243–248, 258–265
рентгеновские, 274, 275, 277, 278
«синтетические» спектры и профили, 243, 246–247
скачкообразное изменение периода, 244
скорости, 236–237
состав плазмы, 263
сцинтилляции радиоизлучения, 224–225, 250
теория, 253
яркостная температура, 262, 263
Пыль межзвездная, 27–28, 34, 40

Радиоастрономия, 4–6, 9
Радиогалактики, 176
Радиоинтерферометрия на сверхдлинных базах, 5, 9
Радиотелескопы, 5, 9, 53
Разрешающая способность угловая и спектральная, 4–5
Реакции протон-протонная и углеродно-азотная, 71
Резонансные линии, 25–27
Рекуррентность, 159
Релятивистское вырождение, 123–124
Рентгеновские звезды, 154, 266, 289, 295–296
в других галактиках, 270–271, 275
изменение потока излучения, 272
источник излучения, 278–279
новые, или временные, 281
переменность излучения, 271, 281
периодичность, 272
Рентгеновские пульсары, 274, 275
Рентгеновский источник SS 433, 282–284

Сверхгиганты, 18, 217
Сверхновая
1006 г., 207–208, 218
1054 г., 208
1572 г. («звезда Тихо»), 208, 234
1604 г. («Сверхновая Кеплера»), 208, 234
1972 г., 218
Сверхновые звезды, 22, 49, 163
кривые блеска, 166–167
нашей Галактики, 166, 207
определение расстояний до остатков вспышек, 190–191
параметры взрывов, 210
радиоизлучение остатков вспышек, 176–192
следствия взрыва, 172–174, 211
спектры, 169–170
теория взрыва, 171–173
типы I и II, 167, 170, 209, 212–213, 216–219, 242
Сверхтонкая структура, 35, 41, 50
Светимость, 13, 15, 93, 135, 137
зависимость от массы, 98–99
«Сиамские близнецы», 160
Синхротронная реабсорбция, 264–265
Синхротронное излучение, 183, 188–189, 199–200
Сириус B, 118
Система β Лиры, 157–158
Скопления
диаграммы Герцшпрунга-Рессела, 19–21
рассеянные и шаровые, 18–20
Скорость групповая, 248
Скорпион X-1, 223, 266–269, 272, 281–282, 285
Солнечная постоянная, 13
Солнце
активность, 151
возраст, 95, 113
запас ядерной энергии, 96
звездная величина, 12
источник энергии излучения, 96
коэффициент поглощения, 99
лучистая энергия, 94
место на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, 141
модели, 113–117, 129–131
плотность вещества, 88
центральная, 130
постоянство мощности излучения, 88
поток
излучения, 12
нейтрино из недр, 111–115
ранние стадии эволюции, 81–83
рентгеновское излучение, 266
температура в центральных областях, 91, 92
тепловая энергия, 94, 103
ядерная энергия, 96
Спектр, линии резонансные, 6
Спектральные классы, 14

Спектры
звезд, 14
межзвездных молекул, 26
Спиральная структура галактик, 39–40
Спиральные рукава, 39–41
Стадия
свободного падения, 48, 69, 71
Хаяши, 64
Столкновения упругие и неупругие, 37
Субгиганты, 154
Субкарлики, 18–21, 209
строение, 131
Сфера Шварцшильда, 292
Сферическая составляющая, 19–21
Сцинтилляции, 224–225, 250

Телескоп космический
оптический, 6, 9, 14
рентгеновский, 7, 9, 175
Телец А, 266
Температура, 28–29
возбуждения, 28
кинетическая, 28–29
цветовая, 28–29
Теорема о вириале, 95
Термодинамическое равновесие, 28
Термоядерные реакции, 96, 103, 212–213, 215, 218
Тесные двойные системы
происхождение, 160
эволюция, 280–281
Тонковолокнистые туманности, 173–175, 177, 186
в Лебеде, 173–175, 186–188
«Трапеция Ориона», 77
Трек на диаграмме Герцшпрунга-Рессела, 133–137
Туманности
газовые, 31, 43, 51
планетарные, 10, 50
Туманность
W3, 57
Ориона, 43, 52, 77

Углеродно-азотный цикл, 105–107
Угольные мешки, 27
Ударные волны, 216–217
Уравнение Эйнштейна, 29
Урка-процесс, 215–216

Флуоресценция, 30
Формула
Больцмана, 59
Крамерса, 98
Рэлея-Джинса, 267

Функция масс, 16

Центавр X-3, 272–274, 277, 278, 280, 281, 288
Цефеиды, 10, 22

Черные дыры, 10, 211, 222, 291, 296
способы обнаружения, 295–296
«Черный карлик», 221

Шпур, 191–192

Эволюция вещества во Вселенной, 10
Энергия, способы переноса, 97
Эффект Доплера, 24

Ядерные реакции, 104–109
Яркость поверхностная, 31

Иосиф Самуилович Шкловский

ЗВЕЗДЫ: ИХ РОЖДЕНИЕ, ЖИЗНЬ И СМЕРТЬ

Серия «Проблемы науки
и технического прогресса»

Редактор *И. Е. Рахлин*
Технический редактор *С. Я. Шкляр*
Корректоры *Н. Д. Дорохова*, *Е. В. Сидоркина*

ИБ № 12443

Сдано в набор 22.07.83. Подписано к печати 22.11.83. Т-22221
Формат 60 x $90^1/_{18}$. Бумага для глубокой печати.
Литературная гарнитура. Высокая печать. Условн. печ. л. 24.
Усл. кр.-отт 24,5. Уч.-изд. л. 26.96. Тираж 100000 экз. Заказ № 1970. Цена 2 р.

Издательство «Наука»
Главная редакция физико-математической литературы.
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Москва, М-54, Валовая. 28

OCR: Александр Гребеньков, greb@kursknet.ru